# PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 8. 15. Januar 1902. 3. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 9 am 22. Januar 1902.

INHALT.

**Originalmitteilungen:**
E. Goldstein, Notiz über Erkennung von Undichtigkeitsstellen an Entladungsröhren. S. 153.
W. H. Julius, Über die Doppellinien im Spektrum der Chromosphäre und ihre Erklärung aus der anomalen Dispersion des Photosphärenlichtes. S. 154.
C. D. Child, Die Geschwindigkeit der von heissen Drähten ausgehenden Ionen. S. 158.
J. Stark, Über die Reflexion der Kathodenstrahlen. S. 161.
J. Stark, Bemerkungen zur elektrischen Strömung durch hohe Vakua. S. 165.
**Vorträge und Diskussionen von der 73. Naturforscherversammlung zu Hamburg:**
B. Walter, Ein photographischer Apparat zur genaueren Analyse des Blitzes. S. 168.
O. Lummer, Die planparallelen Platten als Interferenzspektroskop. S. 172.
**Besprechungen:**
J. Classen, Untersuchungen über den durch Luxferprismenfenster zu erreichenden Helligkeitsgewinn nach im physikalischen Staatslaboratorium zu Hamburg ausgeführten Beobachtungen. S. 175.
**Eingegangene Schriften.** S. 176.
**Briefkasten.** S. 176.
**Tagesereignisse.** S. 176.
**Personalien.** S. 176.

## ORIGINALMITTEILUNGEN.

### Notiz über Erkennung von Undichtigkeitsstellen an Entladungsröhren.

Von E. Goldstein.

Bei der seit einigen Jahren wieder vermehrten Beschäftigung mit den Entladungserscheinungen in Vakuis wird manchem ein einfaches Verfahren zur Ermittelung kleiner Undichtigkeitsstellen an Entladungsröhren vielleicht angenehm sein. Eigentliche Sprünge und grössere Löcher sind bei der Betrachtung der Röhre ohne weiteres zu erkennen und durch Verkittung oder Verschmelzen unschädlich zu machen. Schwierigkeiten macht es im allgemeinen nur, Löcher oder Durchschlagsstellen zu erkennen, die so klein sind, dass sie, wenn überhaupt sichtbar, von den kleinsten Bläschen und trüben Punkten der Glaswand ohne weiteres nicht unterschieden werden können. Versuchsweises Verkitten aller solcher Stellen führt dann oft zu ausgedehnter und störender Bepflasterung der Röhre, ohne dass man die Sicherheit hat, hierbei selbst unter grossem Zeitaufwand das eigentliche Leck zu entdecken und zu verschliessen. Ein einfaches Verfahren, das sicher und schnell den Ort der Undichtigkeit auffinden lässt, ist das folgende, seit einigen Jahren von mir erprobte: Man schaltet in den Schliessungskreis der an der Pumpe hängenden evakuierten Röhre eine Funkenstrecke von unten näher zu bezeichnender Länge in freier Luft ein und überfährt dann mit den Fingern tastend die Wandung der Röhre, eventuell auch der benachbarten Zuleitungsröhren zur Pumpe. Sobald man an die Undichtigkeitsstelle gelangt ist, erfährt man ein kräftig stechendes (aber durchaus erträgliches) Gefühl an der betreffenden Fingerspitze und sieht nun auch zwischen dem Finger und der Wandung ein kleines Fünkchen übergehen, das den genauen Ort des Lecks anzeigt. Das Leck verkittet man, wenn man den Gasinhalt von organischen Dämpfen frei halten will, nicht mit Siegellack oder mit Wachs-Kolophoniumkitt, sondern mit Guttapercha. Nachdem man die Leckstelle ganz leicht durch kurzes Bespülen mit Gas- oder Streichholzflamme angewärmt hat, legt man 1 oder 2 Lagen Guttaperchapapier auf, die sogleich haften. Je nach Bedarf wärmt man die Guttapercha noch an, und trägt einige weitere Lagen auf, die man dann nötigenfalls bis zum Schmelzen anwärmen kann. Als letzte Lage dient immer ein ungeschmolzenes Blatt. — In derselben Weise kann man auch ausgedehnte Sprünge an den Röhren unschädlich machen, ohne wie bei Anwendung von Siegellack bei Ingangsetzung der Entladung kohlehaltige Dämpfe im Innern zu erhalten, und durch Auftragen einer heissen Masse die Sprünge oft zu vergrössern.

Was die Grösse der oben erwähnten einzuschaltenden Funkenstrecke betrifft, so genügt bei einem von mir benutzten Induktor, der 25 cm indizierte Funkenlänge hat, gewöhnlich aber nur mit einer Spannung für 7—8 cm betrieben wird, die Einschaltung einer Funkenstrecke von ca. 12 mm für die kleinsten vorkommenden Durchschlagsstellen. Je grösser das Leck ist, desto kleiner kann die Funkenstrecke sein, ohne dass jedoch die grössere schadet. Man kann daher ein für allemal die für sehr kleine Lecke ermittelte Länge anwenden. — Bemerkt sei noch, dass kleine bei der Herstellung der Röhren verbliebene Löcher am häufigsten an Stellen vorkommen, wo Röhren im Winkel aneinander gesetzt sind, bisweilen auch in der Nähe der Eintrittsstelle der Elektroden an der Grenze von Röhrenglas und Einschmelzglas. —

Wer die oben erwähnte stechende Empfindung etwa vermeiden möchte, kann auch eine abgeschmolzene evakuierte Entladungsröhre von einigen Centimetern Weite verwenden, deren eine Elektrode an ihrem äussern Zuleitungsring ein schmiegsames dünnes Metallplättchen oder einen Stanniolbausch trägt, mit dem man die Röhrenwand absucht, während die Hilfsröhre mit der Hand umfasst wird. Die Hilfsröhre bildet dann eine Leydnerflasche von hinreichender Kapazität, um die Fünkchenentladungen an der Leckstelle aufzunehmen. Sie springen zu dem Metallplättchen über, das den Knopf der inneren Belegung darstellt. Der optische Eindruck bleibt also, während der Hautreiz fortfällt. Doch führt die Verwendung des letzteren am schnellsten zum Ziel.

(Eingegangen 5. Dezember 1901.)

## Über die Doppellinien im Spektrum der Chromosphäre und ihre Erklärung aus der anomalen Dispersion des Photosphärenlichtes.

Von W. H. Julius.

Die im Jahre 1900 von mir entwickelte Theorie [1]), nach welcher eine grosse Anzahl Sonnenphänomene als Folgen anomaler Dispersion des Lichtes zu betrachten sind, hat durch ein sehr merkwürdiges Ergebnis der am 18. Mai 1901 von der holländischen Expedition in Sumatra angestellten Sonnenfinsternisbeobachtungen eine ungemein kräftige Stütze erhalten.

Ich will im folgenden zeigen, wie sich als eine notwendige Konsequenz jener Theorie eine gewisse Eigentümlichkeit der Chromosphärenlinien ergiebt, welche auf den von Professor A. A. Nyland mit der Prismenkamera erhaltenen Photographien thatsächlich in grosser Allgemeinheit zu Tage tritt [2]) und bisher noch nicht als allgemeine Eigenschaft dieser Linien erkannt wurde.

In der erwähnten Arbeit habe ich Überlegungen mitgeteilt, welche uns zu der Annahme führen, dass das Licht der Chromosphäre [3]) zum grossen Teil von Photosphärenlicht herrührt, das anomale Dispersion in den absorbierenden Dämpfen der Sonne erlitten hat. Die Wellenlänge der hellen Linien im Spektrum der Protuberanzen, der Chromosphäre und der sogenannten umkehrenden Schicht können nach dieser Hypothese nicht genau identisch sein mit den Wellenlängen der korrespondierenden Absorptionslinien des gewöhnlichen Sonnenspektrums. Denn von jeder hellen Linie, welche einer Absorptionslinie von der Wellenlänge $\lambda$ entspricht, muss man annehmen, dass sie von zwei Gruppen von Strahlen herrühre, deren Wellenlängen alle beziehungsweise kleiner oder grösser als $\lambda$ sind. Das Licht auf der roten Seite der Absorptionslinien wird vielleicht in den meisten Fällen ein klein wenig intensiver sein als das auf der violetten Seite, da, so verschieden, was Ort und Raum anbetrifft, die Dichte der Sonnengase sein mag, es immer ein klein wenig wahrscheinlicher ist, dass die mittlere Dichte der Schichten, welche von dem zu uns gelangenden Lichte durchdrungen werden, nach dem Sonnenmittelpunkt zunimmt, als dass das Umgekehrte der Fall ist.[1]) Wo starke „Schlieren" auftreten, da können aber stellenweise die Wellengruppen auf der violetten Seite die intensiveren sein.

Ferner leuchtet ein, dass die Strahlen von jeder Gruppe, deren Wellenlängen sehr von $\lambda$ abweichen, nur in nächster Nähe des Sonnenrandes gesehen werden können, denn nur dort genügt eine kleine Abnormität im Brechungsindex, um Photosphärenstrahlen nach unserem Auge gelangen zu lassen. Licht, dessen Wellenlänge weniger von $\lambda$ abweicht, kann zu uns von einem breiteren Streifen der Chromosphäre gelangen; weit vom Sonnenrande werden wir im allgemeinen nur Strahlen zu sehen bekommen, deren Wellenlängen nur sehr wenig von $\lambda$ abweichen.[2])

Auch von dieser Regel können Abweichungen dort auftreten, wo gewaltige Protuberanzen uns das Vorhandensein von grossen Unregelmässigkeiten in der Verteilung der Dichte der Sonnengase anzeigen.

Wir wollen nun besprechen, wie sich unter mittleren Verhältnissen die Verteilung des Lichtes in einer Chromosphärenlinie gestalten muss, und dabei voraussetzen, dass wir es nur mit gebrochenem Photosphärenlicht, ohne bemerkenswerte, durch das absorbierende Gas hervorgerufene Strahlung zu thun haben.

1) Sitzungsberichte der Kon. Akad. v. Wetensch. te Amsterdam VIII, 510—523 (24. Febr. 1900). Diese Zeitschr. **2**, 348—353 und 357—360, 1901.

2) Mit gütiger Erlaubnis der Herren Nyland und Wilterdink (der Mitglieder unserer Expedition, welche hauptsächlich mit spektroskopischen Untersuchungen beschäftigt waren) soll nur diese Eigentümlichkeit der Photographien hier besprochen werden. Der Bericht, welcher eine eingehende Beschreibung aller Beobachtungen enthält, wird demnächst veröffentlicht werden.

3) Ich werde häufig die Ausdrücke Photosphäre und Chromosphäre gebrauchen; ich möchte aber ausdrücklich betonen, dass ich hierunter nur die weisse Scheibe der Sonne und den mehr oder weniger gefärbten Rand, wie er unserem Auge erscheint, meine. Eine scharf begrenzte Kugel, welche weisses Licht aussendet und welche von einer durchsichtigen Schale, die ihrerseits farbiges Licht aussendet, umgeben ist, brauche ich mir dabei nicht vorzustellen.

1) Diese Zeitschr. **2**, 358, 1901.

2) Diese Zeitschr. **2**, 352, 1901.

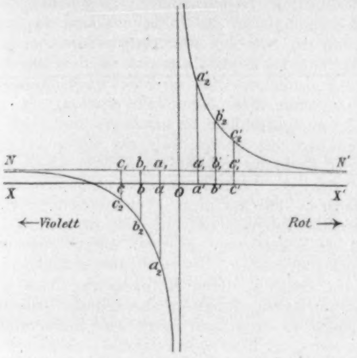



Fig. 1.

Fig. 1 giebt uns die Form der Dispersionskurve des absorbierenden Gases in der Nähe einer Absorptionslinie wieder. Die Linie $XX'$ ist die Achse der Wellenlängen. In $O$ sei die Wellenlänge gleich $\lambda$; der Ordinate Null entspreche der Brechungsindex 1. Wäre keine Absorptionslinie in diesem Teile des Spektrums vorhanden, so würde die Dispersionskurve eine fast gerade Linie $NN'$ sein, welche in geringer Entfernung oberhalb $XX'$ beinahe $XX'$ parallel läuft. Werden die Strahlen von der Wellenlänge $\lambda$ stark absorbiert, so besteht die Kurve aus zwei Zweigen, welche die in der Figur dargestellte Gestalt besitzen.

Nun kann Licht von der Wellenlänge $\lambda$ nicht im Spektrum der Chromosphäre vorkommen. Wellen $\lambda + \delta$, welche im normalen Spektrum zu den Stellen $a$ und $a'$ gehören, werden zu uns von einem verhältnismässig breiten Ring der Chromosphäre gelangen, aber natürlich mit grösserer Intensität von den inneren Teilen des Ringes als von den äusseren. Strahlen $\lambda \pm 2\delta$, entsprechend den Stellen $b$ und $b'$, kommen nur von einem schmäleren Chromosphärenring u. s. w. Für alle diese Ringe ist die Photosphäre die innere Grenze. Die Breite der Ringe, von denen wir Licht von den Wellenlängen $\lambda \pm \delta$, $\lambda \pm 2\delta$ u. s. w. erhalten können, wird von den Ordinaten der Dispersionskurve bei $a, a', b, b'$, u. s. w. abhängen. Wir können in erster Annäherung diese Breiten proportional $a_1 a_2, a_1' a_2'$, $b_1 b_2$, $b_1' b_2'$ u. s. w. setzen, d. h. den Längen, um die diese Ordinaten von den Ordinaten der normalen Dispersionskurve $NN'$ abweichen.

Bei den neueren Sonnenfinsternisbeobachtungen wurden sowohl der Spaltspektrograph als die Prismenkamera (oder das Objektivgitter) benutzt; bis jetzt sind die meisten Resultate mit Apparaten des letzteren Typus erhalten. Wir wollen daher den Charakter einer mittels der Prismenkamera unter gewöhnlichen Verhältnissen erhaltenen Chromosphärenlinie untersuchen.

Die Prismenkamera giebt für jede rein monochromatische von der Chromosphäre herrührende Strahlung ein Bild der Sichel, indem sie diese Bilder nach der Wellenlänge anordnet. Die Verteilung des Lichtes in solch einem Bilde zeigt uns an, mit welcher Intensität die betreffende Strahlung von den verschiedenen Stellen der Chromosphärensichel zu uns gelangt. Daher wird ein reines monochromatisches Bild in der Regel auf der konkaven Seite, wo es durch den Mondrand begrenzt wird, intensiver sein; auf der konvexen Seite wird die Intensität allmählich abnehmen.

Die von benachbarten Strahlenarten herrührenden Bilder werden sich jedoch teilweise überdecken. Insbesondere gilt dies für die beiden Gruppen von Strahlen, welche zusammen eine Chromosphärenlinie bilden. Bei diesem Zusammenfluss von Sichelbildern wird man eine ganz andere Verteilung des Lichtes beobachten, als man zu sehen bekommen würde, wenn die Chromosphärenlinie von monochromatischem Licht oder von einer einzelnen Strahlengruppe herrührte, wie es der Fall wäre, wenn wir es mit der Emission eines mehr oder weniger verdünnten Gases zu thun hätten.

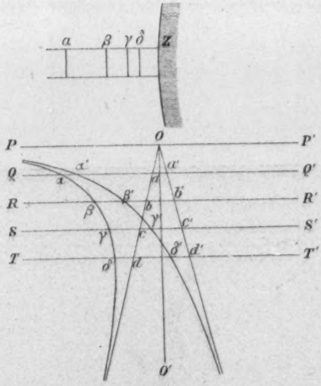



Fig. 2.

Sei $Z$ (Fig. 2) ein Teil des Mondrandes im Augenblick, wo die zweite oder dritte Berührung der totalen Sonnenfinsternis stattfindet. Wir wollen nun das zusammengesetzte Licht verfolgen, das von einer kleinen Säule $Z\alpha$ der Chromosphäre herrührt und das in ein horizontales Spektrum parallel $PP'$ zerlegt wird. Um leichter eine ungefähre Übersicht über den Anteil, den die verschiedenen Strahlen zur Licht-

verteilung in der Bande beitragen, zu gewinnen, wollen wir die verschiedenen Lichtarten voneinander trennen und auf verschiedenen Linien $PP'$, $QQ'$, $RR'$... die Teile des Spektrums darstellen, wo Chromosphärenlicht entsprechend den Wellenlängen $\lambda$, $\lambda + \delta$, $\lambda \pm 2\delta$ u. s. w. auftritt.

Der Punkt $O$ möge die Stelle bezeichnen, wo der Rand des Mondes sich zeigen würde, wenn absolut monochromatisches Licht von der Wellenlänge $\lambda$ auf der linken Seite auftreten würde.

Die Strahlen von der Wellenlänge $\lambda$ werden jedoch vollkommen absorbiert, so dass nichts auf der Linie $PP'$ dargestellt zu werden braucht.

Auf der Linie $QQ'$ finden wir zunächst Licht von der Wellenlänge $\lambda - \delta$, welches den scharfen Rand des Mondes nach $a$ wirft und von dort mit abnehmender Intensität bis $\alpha$ reicht und zweitens Licht von der Wellenlänge $\lambda + \delta$, welches von $a'$ bis $\alpha'$ reicht.

In der gleichen Weise finden wir auf $RR'$ Strahlen $\lambda - 2\delta$ und $\lambda + 2\delta$, welche beziehungsweise den Abschnitten $b\beta$ und $b'\beta'$ entsprechen; auf $SS'$ die Strahlen $\lambda - 3\delta$ und $\lambda + 3\delta$ bei den Abschnitten $c\gamma$ und $c'\gamma'$ u. s. w.

Da die Abschnitte $a\alpha$, $a'\alpha'$, $b\beta$, $b'\beta'$ die Breite der Ringe der Chromosphäre darstellen, welche den verschiedenen Strahlenarten entsprechen, so haben wir sie proportional den Längen $a_1 a_2$, $a_1' a_2'$, $b_1 b_2$, $b_1' b_2'$ auf Fig. I gesetzt. Daher liegen $\alpha, \beta \ldots$, $\alpha', \beta' \ldots$ u. s. w. auf zwei Kurven, deren Form nahe mit der Dispersionskurve verwandt ist. So ergiebt sich

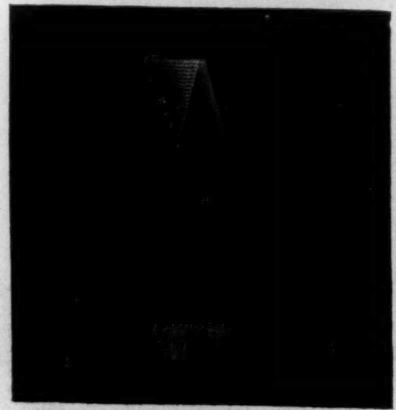


Fig. 3.

der Anteil, welchen alle zwischenliegenden Wellenlängen in der Lichtverteilung beitragen, wenn wir nur berücksichtigen, dass bei jeder Art von Licht die Intensität von rechts nach links abnimmt. Dies wird in Fig. 3 dargestellt. Um schliesslich die Lichtverteilung in der Chromosphärenlinie zu erhalten, brauchen wir uns nur den oberen Teil der Figur in vertikaler Richtung zusammengedrückt zu denken, so dass die Lichtintensitäten zusammenaddiert werden. Die auf diese Weise erhaltene resultierende Intensität ist ungefähr so verteilt, wie es die Schattierung in dem unten gegebenen Spektrum darstellt. Es wird daher eine Doppellinie erhalten, deren Komponenten eine nach beiden Seiten allmählich abnehmende Intensität zeigen, so dass noch Licht von beträchtlicher Intensität in dem Zwischenraum vorhanden ist.

Sind die Strahlen, deren Wellenlängen kleiner als $\lambda$ sind, im Durchschnitt ebenso intensiv als die mit grösseren Wellenlängen (diesen Fall zeigt die Figur), so erscheint „der Schwerpunkt" des Lichtes der Chromosphärenlinie ein wenig nach der konvexen Seite des Bildes im Vergleich zu der Stelle, welche der Absorptionslinie von der Wellenlänge $\lambda$ entspricht, verschoben. Betrachten wir dagegen die innere Grenze der Sichel als die eigentliche Lage der Linie, so scheint es, als ob die Linie nach der anderen Seite verschoben ist. Dies stürzt uns in Schwierigkeiten, wenn wir die genaue Wellenlänge einer Chromosphärenlinie bestimmen wollen.

Übrigens können wegen Unregelmässigkeiten in den Dichteverhältnissen der Gase alle Arten von Abweichungen in der Intensitätsverteilung erwartet werden. Die Gruppe von Strahlen, deren Wellenlängen grösser als $\lambda$ sind, kann intensiver sein oder umgekehrt. In solchen Fällen können die Verschiebungen der Chromosphärenlinie, sei es dass man die Grenze oder dass man den Schwerpunkt ins Auge fasst, ganz andere Werte annehmen. In der That sind solche Verschiebungen schon öfters beobachtet worden (von Campbell, Frost, Lord u. a.).

Die Figur zeigt uns ferner einen Fall, wo auf der konvexen Seite die Intensität des Systems schneller abnimmt, als auf der konkaven (also anders als man es bei einer oberflächlichen Betrachtung erwarten würde, weil doch die nicht spektroskopisch beobachtete Chromosphärensichel auf der konkaven Seite scharf begrenzt ist). Diese Eigentümlichkeit ist schon öfters beim Chromosphärenspektrum beobachtet worden (conf. Frost, Astrophys. Journ. **12**, 315, Dezember 1900).

Im allgemeinen können viele von den Unregelmässigkeiten in dem Verhalten der Linien der Chromosphäre und der „Flash", welche

von Mascari [1]), Campbell [2]), Brown [3]), Lord [4]), Frost [5]) und auch die Haupterscheinungen des Chromosphärenspektrums, welche noch vor kurzem von Sir Norman Lockyer [6]) diskutiert worden sind, leicht erklärt werden, wenn wir annehmen, dass die Linien durch anomale Dispersion hervorgerufen worden sind.

Einen zwingenden Beweis für die Richtigkeit unserer Erklärung würden wir erhalten, wenn wir nachweisen könnten, dass alle Chromosphärenlinien wirklich Doppellinien von der oben beschriebenen Art sind.

Ich habe deswegen schon öfters nach dunklen Kernen in den Chromosphärenlinien auf Photographien gesucht, die während früherer Sonnenfinsternisse aufgenommen wurden und habe in der That verschiedene Anzeichen derselben gefunden. Eine Platte aber, auf der diese Eigentümlichkeit die Regel war, wo alle Chromosphärenlinien doppelt waren, ist sicherlich noch nicht erhalten worden, da sonst die Erscheinung die Aufmerksamkeit auf sich gelenkt hätte.

Die niederländische Expedition hatte das Glück, die ersten Platten zu erhalten, welche deutlich zeigen, dass alle Chromosphärenlinien doppelt sind.

Dies wichtige Resultat verdanken wir zunächst der grossen Sorgfalt, mit der Prof. Nyland den ganzen Plan zur Beobachtung mit der schönen Prismenkamera von Cooke entworfen und ausgearbeitet hat, und ferner der aussergewöhnlichen Exaktheit, mit der alle Handgriffe und Beobachtungen von ihm ausgeführt wurden. Möglicherweise wurde das Resultat ausserdem auch durch den in jeder anderen Hinsicht so ungünstigen nebligen Himmel günstig beeinflusst. Denn wäre das Licht nicht geschwächt worden, so wären auf der Platte breitere und zahlreichere Linien aufgetreten,und die Verdoppelung wäre vielleicht nicht ausgeprägter hervorgetreten als bei den früheren Gelegenheiten.

Kurz nach der zweiten Berührung wurden 5 Aufnahmen auf einer Platte, und zwar eine jede während $^3/_4$ Sekunde gemacht. Eine jede zeigt nur 9 Linien, aber alle doppelt. Auf den vier für das Koronaspektrum bestimmten Platten werden einige der stärkeren Chromosphärenlinien durch oft unterbrochene Bogen dargestellt. Das Licht derselben rührt offenbar von Protuberanzen her, welche ziemlich weit über die Photosphäre reichen. Hier ist, wie wir nach unserer Theorie erwarten durften, die Verdoppelung nicht so augenscheinlich; an fast allen Stellen ist sie aber doch sichtbar.

Auf der sechsten Platte wurde eine andere Reihe von fünf Aufnahmen von je $^3/_4$ Sekunde kurze Zeit nach dem dritten Kontakt gemacht. Auf dem ersten der so erhaltenen Spektra, welches von $\lambda$ 3880 bis $\lambda$ 5000 reichte, konnten 150 Doppellinien zwischen $\lambda$ 3889 und $\lambda$ 4600 gezählt werden; diese sind auch auf den anderen vier Spektren sichtbar, soweit als das zunehmende zerstreute Licht die Zählung erlaubt.[1])

In dieser ersten Aufnahme zeigen sich die Doppellinien am deutlichsten in einiger Entfernung von dem kontinuierlichen Spektrum des soeben erschienenen Sonnenrandes. Wir finden dort, parallel zum Spektrum, einen hellen schmalen Streif, welcher auf den folgenden Aufnahmen breiter wird, und welcher wahrscheinlich von einer kleinen Einbuchtung des Mondrandes oder einer kleinen Ausbuchtung des Sonnenrandes herrührt. Auf der fünften Aufnahme erscheint unter der so erhaltenen Lichtbande wiederum ein ähnlicher Streifen. Diese Banden geben sozusagen Wiederholungen des „Flash"-Spektrums (ein glücklicher Umstand, denn die Totalität war früher vorbei, als man berechnet hatte, und die Aufnahme wurde daher etwas später gemacht, als ursprünglich beabsichtigt war), so dass wir auf einer und derselben Aufnahme sowohl das reine Flash-Spektrum, als auch das kontinuierliche Spektrum der Sonne erhalten.

Mit Prof. Nyland habe ich ausführlich die Frage diskutiert, ob es möglich sei, den Ursprung der Doppellinien auf Fehler der Instrumente, wie ungleichmässige Bewegung des Siderostaten, Erschütterungen der Prismenkamera, Lichtreflexe [2]) u. s. w zurückzuführen, aber wir vermochten keine solche Fehlerquelle zu entdecken, und wir müssen daher schliessen, dass wir es hier mit einer Eigenschaft der chromosphärischen Linien zu thun haben.

Die Fraunhoferschen Linien sind im kontinuierlichen Spektrum nur schwach. Dies mag zum Teil von der Diffusion des Lichtes an den Wolken herrühren. Denn der gerade erscheinende Rand der Photosphäre, welcher bei der Prismenkamera dieselbe Rolle spielt, wie ein erhellter Spalt bei einem gewöhnlichen Spektroskop, war nicht scharf schwarz begrenzt, sondern von einer Aureole umgeben (dies kann in einigen unserer Koronaphotographien beobachtet werden). Die Wolken können jedoch nicht die einzige Ursache für die Schwäche der Absorptionslinien in dem ersten Stadium nach der

1) Mascari, Mem. Spettr. **27**, 83—89; Ref. Naturw. Rundsch. **13**, 618.
2) Campbell, Astroph. Journ. **11**, 226—233.
3) Brown, Astroph. Journ. **12**, 61—63.
4) Lord, Astroph. Journ. **12**, 66—67.
5) Frost, Astroph. Journ. **12**, 307—351.
6) Lockyer, Recent and coming Eclipses, Chapter X and XVIII, London 1900.

1) Auf den ursprünglichen Negativen kann man die Verdoppelung nur mit der Lupe beobachten. Vergrösserungen werden demnächst veröffentlicht werden.
2) Die Aufstellung der Apparate wird in dem Bericht eingehend besprochen werden.

Totalität sein, da diese Erscheinung auch bei klarem Himmel[1]) beobachtet worden ist. Es muss daher noch ein anderer Grund für das teilweise Fehlen der Linien vorliegen. Aus unserer Theorie folgt der Grund unmittelbar. Denn das Spektrum der Chromosphäre wird am Ende der Totalität mehr und mehr wie ein kontinuierliches Spektrum erscheinen, da immer mehr helle Linien auftreten, in denen eine jede nach unserer Hypothese eine doppelte Bande bildet, in welcher das Fehlen der absorbierten Wellen nicht so leicht beobachtet wird. Sobald aber ein Teil der Photosphäre erscheint, wird das schon vorhandene, scheinbar kontinuierliche Spektrum beherrscht durch das mehr wesentlich kontinuierliche Photosphärenspektrum, dessen „Spalt" durch zwei beinahe scharfe Kanten (die der Photosphäre und des Mondes) begrenzt wird.

In diesem Spektrum muss sich das Fehlen der absorbierten Wellen in der gewöhnlichen Form als Fraunhofersche Linien zeigen. Das Licht der Chromosphäre wird natürlich diese Linien zum Teil verdecken, aber im Vergleich mit dem direkten photosphärischen Licht ist es schwach genug, um die Linien dunkel erscheinen zu lassen. Unabhängig von der Gegenwart der Wolken müssen also die Absorptionslinien beim Übergang vom „Flash"-Spektrum zum Fraunhoferschen Spektrum anfangs schwach sein und abnorme relative Intensitäten zeigen, dann stärker werden, wobei die Intensitäten normal werden.

Da die Doppellinien nicht scharf definierte Objekte sind, so lässt sich die Breite dieser Systeme nur schwer angeben. Aber wir können auf die hellsten Teile der Komponenten einstellen und ihre Entfernung mit einem Mikrometer bestimmen. Dieselbe weicht für die verschiedenen Doppellinien ab, sie liegt jedoch in dem untersuchten Teil des Spektrums zwischen 0,7 und 1,6 Ångströms Einheiten. Breitere und schmälere Systeme folgen aufeinander in unregelmässiger Reihenfolge, aber im Durchschnitt scheint die Entfernung zwischen den Komponenten abzunehmen, wenn wir vom Grün zum Violett weiterschreiten. Vielleicht kann diese Thatsache von Wichtigkeit für die Dispersionstheorien sein.

Bei einigen Linien ist die intensivere Komponente diejenige mit der grösseren Wellenlänge, in anderen die mit der kürzeren. Manchmal treten sogar in einer Linie beide Fälle dicht bei einander auf (z. B. bei den Linien $H\delta$ und $H\gamma$ auf unserer Platte). Dies bedeutet, dass in benachbarten Stellen der Sonnenatmosphäre die Dichteverteilung im absorbierenden Gas eine verschiedene ist, dass nämlich die mittlere Dichte längs des Strahlenganges an der einen Stelle nach dem Sonnencentrum hin zunimmt, an der anderen Stelle nach dorthin abnimmt.

1) Campbell, Astrophys. Journ. 11, 228; April 1900.

Campbell[1]) giebt an, dass in manchen Fällen, wo dunkle und helle Linien zusammen auftreten, sie voneinander um 0,4 bis 0,5 Ångströms Einheiten entfernt sind. Dies ist ungefähr die Hälfte der Entfernung der Komponenten unserer Doppellinien. Wahrscheinlich hat es Campbell mit Fällen zu thun gehabt, wo eine der Komponenten stark markiert war. Ein ähnlicher Fall tritt auf unserer Photographie in $H\beta$ auf, wo die Komponente mit der grösseren Wellenlänge beinahe auf ihrer ganzen Länge stärker ist, als die mit der kleineren Wellenlänge, und dies ist der Fall nicht nur bei der dritten Berührung, sondern auch bei der zweiten und ebenso auf den 4 Platten, welche für das Koronaspektrum bestimmt waren und die bez. 5, 20, 190 und 60 Sekunden exponiert wurden.

Ich habe bis jetzt in keiner Chromosphärenlinie eine Eigentümlichkeit entdeckt, die uns zwingen könnte, auch nur einen Teil des Lichtes Strahlungen zuzuschreiben, welche von selbstleuchtenden Chromosphärengasen herrühren sollten. Nun können wir freilich kaum annehmen, dass diese Gase thatsächlich kein Licht aussenden. Es fragt sich daher nur, in welchen Fällen und inwieweit die Intensität der wahren chromosphärischen Emission gegen die viel grössere Intensität des anomal gebrochenen Lichtes der Photosphäre in Betracht kommt.

Vielleicht sind unsere Photographien nur zufälligerweise so ausserordentlich geeignet, um die durch anomale Dispersion bei der Erzeugung des Lichts der Chromosphäre gespielte Rolle zu zeigen, dass sie dadurch veranlassen, den Einfluss der anomalen Dispersion zu überschätzen.

Es wäre daher sehr interessant, wenn die Platten anderer Expeditionen von diesem Gesichtspunkt aus untersucht würden.

1) Campbell, Astrophys. Journ. 11, 229.

(Aus dem Englischen übersetzt von G. C. Schmidt).

(Eingegangen 23. November 1901.)

---

## Die Geschwindigkeit der von heissen Drähten ausgehenden Ionen.

Von C. D. Child.

In der Physikalischen Zeitschrift **2**, 488, 1901 wurde ein kurzer Bericht über die Geschwindigkeit der von heissen Platindrähten ausgehenden Ionen veröffentlicht. Ich hatte zur selben Zeit die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen verglichen und hatte gefunden, dass die

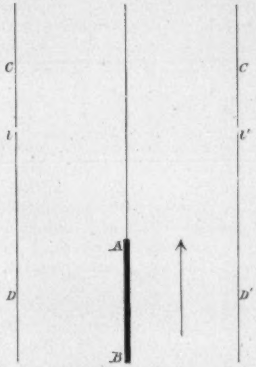
positiven Ionen sich schneller fortbewegten. Ich habe dann etwas später die von solchen Drähten ausgehende Entladung studiert und habe ein oder zwei Thatsachen zu verzeichnen gehabt, die auf diesen Gegenstand ein Licht werfen könnten.

Zunächst wurde gefunden, dass der Betrag der Entladung, die von einem positiv geladenen Draht auf einen ihn umgebenden Cylinder geht, ein Maximum hat, je nachdem die Temperatur des Drahtes erhöht wurde. Bei Rotglut wächst der Betrag der Entladung mit Zunahme der Temperatur, bleibt dann eine Zeit lang fast konstant und wird etwa bei Weissglut etwas geringer. Rutherford[1]) entdeckte, als er über die von einem heissen Platinblech ausgehende Entladung arbeitete, einen ähnlichen Effekt. Er erklärte diesen durch die Annahme, dass bei der höheren Temperatur Ionen ausgesendet werden, welche sich träger bewegen, als die vorher hervorgerufenen. Versuche mit dem um einen heissen Draht herrschenden Potential und Untersuchungen, gemacht an Luft, welche an solchen Drähten vorbei geblasen wurde, zeigen, dass die Entladungen von Ionen getragen wird, die an der Oberfläche des Drahtes hervorgerufen werden. Deshalb variiert die Menge des Stromes wie die durchschnittliche Geschwindigkeit der Ionen, und diese träger beweglichen Ionen verursachen, dass die gesamte Strommenge eine geringere wird.

Diese Erklärung scheint plausibel, und ich habe vermehrte Beweise ihrer Korrektheit gefunden. Es zeigte sich, dass die erste Abnahme der Entladung gerade bei der Temperatur beginnt, bei der negative Entladung auftreten konnte. Demnächst wurde gefunden, auf eine ähnliche Methode, wie sie Zeleny[2]) anwendete, als er die durch X-Strahlen hervorgerufenen Ionen untersuchte, dass eine ganz bestimmte Veränderung in der Geschwindigkeit der sich träger bewegenden Ionen gerade bei dieser Temperatur eintritt. Es zeigte sich also, dass bei dieser Temperatur die Ionisation aufhört, der Oberfläche des Metalles anzugehören, und sich auf das umgebende Gas ausdehnt.

Um diese Methode zu erklären, nehme ich Bezug auf die Figur $CC'$ und $DD'$ sollen zwei konzentrische Cylinder sein, die bei $ee'$ voneinander isoliert sind. Durch ihr Centrum geht ein Draht; $AB$ ist der heiss gemachte Teil desselben und besteht aus Platin.

Wenn nun $DD'$ und $AB$ ein verschiedenes Potential haben, und wenn die Ionen in $AB$ hervorgerufen werden, so gehen sie nach $DD'$. Wenn jedoch ein Luftstrom durch den Cylinder in der Richtung des Pfeiles geschickt wird,




werden einige der Ionen nach $CC'$ abgelenkt werden, vorausgesetzt, dass $CC'$ das gleiche Potential wie $DD'$ hat.

Wenn indessen der Potential-Unterschied zwischen den beiden äusseren Cylindern und dem Drahte genügend gross ist, und wenn der Luftstrom nicht zu heftig ist, werden doch alle Ionen nach $DD'$ gezogen, bevor der Luftstrom einige von ihnen nach $CC'$ ablenken kann. Es ist augenscheinlich, je grösser die Ionengeschwindigkeit für die Einheit des Potentialgefälles ist, desto schwächer treibt notwendigerweise die Potentialdifferenz alle Ionen nach $DD'$. Die Gegenwart einer Entladung nach $CC'$ kann durch ein mit $CC'$ verbundenes Galvanometer gezeigt werden. Auf diese Weise wurde erstrebt, die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen zu vergleichen.

Bei dieser Vergleichung hatte ich jedoch keinen Erfolg, es wurde aber möglich, den grossen Wechsel in der Geschwindigkeit der sich träger bewegenden Ionen sichtbar zu machen, welcher bei höherer Temperatur eintritt. Es muss bemerkt werden, dass diese Methode nicht die durchschnittliche Geschwindigkeit der Ionen giebt, sondern nur die der sich träger bewegenden. Wenn die Ionen nicht alle von derselben Gattung sind, mögen die Bedingungen so liegen, dass die sich schnell bewegenden nach $DD'$, die andern nach $CC'$ gehen. Um also keine Entladung in diesem Cylinder zu erzeugen, ist es notwendig, alle Bedingungen einander so anzupassen, dass auch die langsamsten Ionen nach $DD'$ gehen.

Ich werde von der Entladung eines positiven heissen Drahtes auf einen um ihn befindlichen negativen Cylinder als von der positiven Entladung sprechen. Dies ist ganz entgegen dem von manchen angenommenen Brauche, aber da wir jetzt einen Beweis haben für die That-

1) Science **14**, 891.
2) Phil. Trans. Roy. Soc. London **195**, 193.

sache, dass diese Entladung von den aus dem heissen Drahte hervorgehenden Ionen getragen wird, ist am besten, diese Entladung die positive und die in entgegengesetzter Richtung erfolgende die negative zu nennen.

Wenn der Draht so heiss war, eine positive Entladung aber nicht heiss genug, um eine negative zu verursachen, war es ganz leicht, die Bedingungen so einander anzupassen, dass eine Entladung nach $CC'$ nicht stattfand. Beim Wachsen der Temperatur war hierzu nur ein um wenig grösserer Potential-Unterschied nötig. Dies zeigte, dass sich langsamer bewegende Ionen bei dieser Temperatur erzeugt wurden. Dieser Wechsel war gering, bis eine Temperatur erreicht wurde, welche hoch genug war, eine negative Entladung zu gestatten. Bei diesem Punkte fand ein gänzlicher Wechsel statt. Es war mir nicht länger möglich alle Ionen nach $DD''$ bei den mir zur Verfügung stehenden Potentialen gelangen zu lassen. Thatsächlich, je grösser der Potential-Unterschied, je grösser die Entladung nach $CC'$. Dies war sicher, wie gross auch immer der Abstand $A$ von der Ebene $ee'$, oder wie gross die Geschwindigkeit des Luftstromes war. Wenn ich aber die Bedingungen so geordnet hatte, dass eine Entladung nach $CC'$ bei geringerem Potential-Unterschied nachgewiesen werden konnte, so konnte sie es auch bei höheren Potentialen.

Es wurde vermutet, dass vielleicht Konvektionsströme um den heissen Draht dieses Resultat herbeiführten. Der Apparat wurde demgemäss umgekehrt, aber der Effekt war der gleiche wie zuvor. Offenbar bewegten sich einige Ionen so langsam, dass die Unregelmässigkeiten der Konvektionsströme in jedem Falle genügten, um sie zu hindern, nach $DD'$ zu gehen, wie gross auch immer die Potentialdifferenz sein mochte.

Aber ein noch interessanteres Faktum wurde entdeckt, wenn man $DD'$ auf das gleiche Potential mit $AB$ brachte. Unter diesen Bedingungen war kein Feld vorhanden, welches die Ionen von $AB$ forttreibt und man konnte annehmen, dass keine Ionen durch den Luftstrom fortgerissen wurden und dass keine Entladung nach $CC'$ ginge, eben weil der Cylinder auf einem von $AB$ verschiedenen Potential gehalten wurde. Wenigstens sollte man dieses erwarten, wenn die ganze Ionisation an der Oberfläche des Kontaktes stattfindet. Wenn aber die Ionisation in dem um den Draht befindlichen Gase stattfindet, so würden einige Ionen fortgetragen werden und nach $CC'$ gelangen.

Es wurde gefunden, dass, solange als $AB$ auf einer Temperatur war, einzig hoch genug, um die positiven Ionen auszutreiben, unter diesen Umständen eine Entladung nach $CC'$ nicht stattfand; wenn aber die Temperatur genügend hoch war, so dass entweder positive oder negative Entladungen von $AB$ aus erfolgte, so ging die Entladung unter den beschriebenen Umständen nach $CC'$. Dies zeigt, dass die Ionisation bei niedrigerer Temperatur nur in in dem Metall oder an der Kontaktoberfläche erfolgt, dass aber bei höheren Temperaturen die Ionen ebensowohl in dem umgebenden Gase wie an der Oberfläche erzeugt werden.

Es wurde daran gedacht, dass möglicherweise bei höheren Temperaturen eine Ausströmung hervorgerufen würde, wie sie Rutherford beim Thorium studiert hat, aber bei der Prüfung darauf wurde nicht die Spur eines solchen Ausflusses entdeckt.

Wir finden also, dass bei einer ganz bestimmten Temperatur die negative Entladung anfängt und die positive abnimmt, ein Beweis für das erste Auftreten sich langsamer bewegender Ionen, und dass die Ionisation in grösserer als molekularer Entfernung von dem Drahte auftritt. Es kann hier ein kleiner Zweifel über den kausalen Zusammenhang dieser Thatsachen herrschen. Die Ionisation durch das Gas veranlasst den Beginn der negativen Entladung. Sehr langsam sich bewegende Ionen werden hervorgerufen bei dieser Ionisation, welche sich zeigen bei den Versuchen mit Luftströmung und ebenso in der Abnahme des Betrages der positiven Entladung.

Wenn das Platin, in Bezug auf das umgebende Gas, positiv ist, können, wie wir Grund haben anzunehmen, die negativen Ionen in dem Platin oder an der Kontaktstelle nicht entweichen wegen des Fallens des Potentials an der Oberfläche, während die positiven dies können. Positive Entladung ist deshalb möglich, negative nicht.

Wenn zufällig fast die ganze Entladung von Ionen getragen wird, welche in der Luft erzeugt wurden, werden die positiven Ionen an der Oberfläche nur geringen Anteil haben, und da die negativen Ionen der Luft sich schneller als die positiven Luftionen bewegen, werden wir unter diesen Umständen eine negative Entladung haben, die grösser ist als die positive. Es wurde bereits in einigen Fällen, besonders bei lang anhaltendem Erhitzen und bei höherer Temperatur, bemerkt, dass die negative Entladung zuweilen grösser ist als die positive.

Dies wird insbesondere dann richtig sein, wenn das Gas um das Platin anstatt Luft Wasserstoff ist. Die grössere Geschwindigkeit der negativen Wasserstoffionen wird verursachen, dass die negative Entladung in diesem Falle besonders gross ist, so dass wir in Wasserstoff bei höheren Temperaturen immer eine grössere negative als positive Entladung haben.

Man hat angenommen, dass die Entladung des Platins verursacht werde durch einge-

schlossenen Wasserstoff.[1]) Wenn wir diese Annahme etwas einschränken und sagen, dass die Entladung bei geringerer Temperatur von eingeschlossenem Wasserstoff herrührt, so stimmt es mit den bekannten Thatsachen gut überein. Ich habe bis jetzt noch keinen Beweis für solche Erklärung, aber man kann leicht sehen, dass sie zutrifft für die Thatsache, dass die positiven Ionen, welche bei niedrigerer Temperatur aus dem Metall ausgetrieben wurden, eine grössere Geschwindigkeit haben als die negativen Ionen, welche bei höherer Temperatur in dem den Draht umgebenden Gase erzeugt wurden. Es ist wohl bekannt, dass, wenn die Ionisation durch andere Mittel, z. B. durch X-Strahlen, hervorgerufen wurde, die Wasserstoffionen sich schneller als die der anderen Gase bewegen.[2]) In der That bewegen sich die positiven Wasserstoffionen schneller als die negativen Ionen anderer Gase. Dies ist ohne Zweifel auch für die hier hervorgerufene Ionisation richtig. Wenn also die aus dem Innern des Metalles hervorkommenden Ionen durch eingeschlossenen Wasserstoff erzeugt werden, so werden sie natürlich eine grössere Geschwindigkeit haben, als die negativen Ionen, welche in dem das Metall umgebenden Gase hervorgerufen werden.

Der Betrag an Wasserstoffgas, welcher nötig ist, um die positive Entladung zu ermöglichen, ist ganz unbedeutend im Vergleich zu der möglicherweise eingeschlossenen Menge Wasserstoff.

Ich habe auch einige Beobachtungen gemacht über den Betrag der Entladung, wenn der Druck des umgebenden Gases vermindert wurde. Ähnliche Versuche sind bereits durchgeführt, haben aber keine genauen Angaben über den Betrag der Entladung von einem Draht auf einen umgebenden Cylinder geliefert, woraus dann die Geschwindigkeit der Ionen hätte gemessen werden können.

Ich habe gefunden, dass beide, sowohl positive wie negative Anteile der Entladung sehr schnell mit abnehmendem Druck des Gases wachsen. Dies wurde schon von Anderen beobachtet.[3]) Einmal betrug die Stärke des Stromes von 5 cm Draht auf einen umgebenden Cylinder von 4,5 cm innerem Durchmesser $3{,}2 \times 10$ Ampere, wenn die Potentialdifferenz 45 Volt und der Luftdruck etwa 5 mm Quecksilbersäule war. Wenn in diesem Falle die Ionisation in oder in der Nähe der Oberfläche des Drahtes stattfand, würde es eine Geschwindigkeit von 1800 cm pro Sekunde für ein Potentialgefälle von 1 Volt pro Centimeter bedeuten.

Ich hoffe, bald mit meinen Untersuchungen vorgeschritten zu sein und Näheres veröffentlichen zu können.

Colgate Universität, 20. November 1901.

(Aus dem Englischen übersetzt von H. Karstens.)

(Eingegangen 3. Dezember 1901.)

1) Wied. Ann. **33**, 289, 1888.
2) Phil. Trans. Roy. Soc. London **195**, 231.
3) Wied. Ann. **33**, 320, 1888.

## Über die Reflexion der Kathodenstrahlen.

Von J. Stark.

### 1. Prinzip der Erklärung.

Wer in den Kathodenstrahlen freie bewegte negative Elektronen sieht, der wird von vornherein darauf verzichten, zur Erklärung der Reflexion der Kathodenstrahlen die Vorstellungen heranzuziehen, die wir von der Reflexion der Lichtstrahlen haben.

Ein Elektron besitzt im Vergleich zu einem chemischen Atom oder Molekül eine kleine Masse. Für ein Elektron ist darum die Oberfläche eines festen Körpers nicht etwas stetig Massives, sondern eine Fläche, auf der unregelmässig mit relativ grossen Zwischenräumen einzelne Massenteilchen verteilt sind. Treffen die Teilchen der Kathodenstrahlen auf eine solche Fläche, so stossen sie in geradliniger Verfolgung ihrer Bahn nur zu einem kleinen Teile auf Massenteilchen (Atome und Moleküle); die geradlinige Fortsetzung der Bahn der übrigen Elektronen dringt in die Lücken zwischen den Massenteilchen ein.

Wir wollen nun annehmen, dass zwischen den Massenteilchen der festen Oberfläche und den in ihrer Nähe vorbeifliegenden Kathodenstrahlteilchen eine Kraft auftritt. Über diese Kraft wollen wir vorderhand lediglich annehmen, dass sie die Kathodenstrahlteilchen nach dem Mittelpunkte der nächsten Massenteilchen hin von ihrer Bahn abzulenken sucht und mit wachsendem Quadrat des Abstandes von jenem Mittelpunkt abnimmt. Wir haben uns die feste Oberfläche gleichsam als eine Wand von vielen Sonnen mit Zwischenräumen vorzustellen, die Kathodenstrahlteilchen als Kometen, welche auf diese Sonnen sich zubewegen.

Die Wirkung der Kraft zwischen den Kathodenstrahlteilchen und den Massenteilchen der festen Oberfläche ist eine zweifache. Ziehen wir den einfachen Fall in Betracht, dass nur ein Massenteilchen auf ein Kathodenstrahlteilchen ablenkend mit einer Kraft wirkt. Die Bahn des Kathodenstrahlteilchens verlässt dann in der Nähe des Massenteilchens ihre geradlinige Richtung und krümmt sich zu einem Kegelschnitt, in dessen einem Brennpunkt das Massenteilchen

steht. Es sind nun zwei Fälle möglich. Es kann der Abstand des Kathodenstrahlteilchens vom Mittelpunkte des Massenteilchens im Perihel kleiner werden als der Radius des Massenteilchens; dann stösst jenes mit diesem zusammen. Und darin besteht die erste Wirkung der Kraft zwischen den Kathodenstrahl- und Massenteilchen; sie vermehrt nämlich die Zahl der Zusammenstösse zwischen ihnen. Ist zweitens der Abstand im Perihel grösser, so tritt zwar kein Zusammenstoss ein; aber die Kathodenstrahlteilchen werden durch jene Kraft abgelenkt auf Kegelschnitte; die Ablenkung, der Winkel zwischen der geradlinigen Verlängerung des einfallenden Strahles und dem zurückgeworfenen Strahl, ist um so grösser, je kleiner der Abstand ist zwischen dem ablenkenden Massenteilchen und dem einfallenden geradlinigen Kathodenstrahl. Da dieser Abstand alle möglichen Werte für die Teilchen eines einfallenden Bündels von Kathodenstrahlen hat, so werden diese nach allen möglichen Richtungen von ihrer Bahn durch jene Kraft abgelenkt oder zerstreut und zwar nach beiden Seiten der festen Oberfläche; diese zerstreut die auf sie fallenden Kathodenstrahlen in den festen Körper hinein wie rückwärts in den an ihm liegenden Gasraum. In dieser Zerstreuung der Kathodenstrahlen an einer festen Oberfläche nach rückwärts besteht die Reflexion der Kathodenstrahlen.

Wie man ohne weiteres sieht, muss die Reflexion der Kathodenstrahlen eine diffuse sein. Es kann ferner grössere oder geringere Politur der reflektierenden festen Fläche keinen Einfluss auf die Reflexion haben. Endlich erkennt man auch ohne weiteres, dass nicht bloss die oberste Lage des von Kathodenstrahlen getroffenen festen Körpers diffus reflektiert, sondern dass auch die tiefer liegenden Schichten durch die Lücken der vorhergehenden hindurch Kathodenstrahlen diffus in den Gasraum zurücksenden.

Die Bahn der reflektirten Kathodenstrahlen ist nicht ausnahmslos und streng kegelschnittförmig, da in der reflektierenden Oberfläche im allgemeinen nicht bloss ein einziges Massenteilchen ablenkend auf einen Kathodenstrahl wirkt. Der Einfachheit wegen seien aber hier in erster Linie kegelschnittförmige Bahnen ins Auge gefasst. Die Bahnen können also Ellipsen, Parabeln und Hyperbeln sein. Die Ellipsen aber kommen für die experimentelle Untersuchung nicht in Betracht, da sie unmittelbar an der reflektierenden Oberfläche verlaufen. Zur Beobachtung gelangen nur parabolisch und hyperbolisch zurückgeworfene Kathodenstrahlen. Jene sind hierbei weit in der Minderzahl, da sie lediglich einen Grenzfall darstellen.

## 2. Geschwindigkeit der reflektierten Kathodenstrahlen.

Stossen Kathodenstrahlen auf die Massenteilchen einer festen Oberfläche, so geben sie an diese kinetische Energie ab, wie aus der von ihnen bewirkten Erwärmung geschlossen werden kann. Infolge eines Zusammenstosses nimmt also die Geschwindigkeit eines Kathodenstrahles ab.

Stösst ein Kathodenstrahlteilchen nicht mit einem Massenteilchen zusammen, wird es lediglich auf eine kegelschnittförmige Kurve abgelenkt, so hat es wohl im Perihel eine grössere Geschwindigkeit als vor der Annäherung an das Massenteilchen; hat es sich aber von ihm wieder entfernt, so ist es zwar abgelenkt, besitzt indessen wieder seine ursprüngliche Geschwindigkeit.

Die reflektierten Kathodenstrahlen bestehen zum Teil aus Strahlen, welche mit einem Massenteilchen zusammenstiessen, zum Teil aus Strahlen, welche lediglich abgelenkt wurden. Untersucht man die reflektierten Kathodenstrahlen auf ihre Geschwindigkeit mittels der elektrischen oder magnetischen Ablenkung, so findet man einmal Strahlen, welche dieselbe Geschwindigkeit besitzen, wie die primären Strahlen vor der Reflexion, sodann Strahlen von jeder beliebigen kleineren Geschwindigkeit. Dies haben in der That Messungen von Gehrcke[1]) ergeben. Wie sich theoretisch leicht klar machen lässt, muss im magnetischen Spektrum der reflektierten Kathodenstrahlen die Intensität von der Kante des Spektrums weg um so schneller abnehmen, je grösser die Kraft zwischen den negativen Elektronen und den reflektierenden Metallteilchen ist. Nach Gehrcke ist diese Abnahme der Intensität bei Platin eine raschere als bei Magnesium.

## 3. Abhängigkeit der Reflexion der Kathodenstrahlen von der Geschwindigkeit.

Bei gegebenem Abstand eines ablenkenden Massenteilchens der reflektierenden Oberfläche von der geradlinigen Bahn eines einfallenden Kathodenstrahlteilchens ist dessen Ablenkung von seiner ursprünglichen Richtung um so kleiner, je grösser die Geschwindigkeit des einfallenden Kathodenstrahles ist, oder mit anderen Worten, je grösser die Spannungsdifferenz ist, welche dem Kathodenstrahle seine Geschwindigkeit verlieh. Die Menge der von einer festen Oberfläche zurückgeworfenen Kathodenstrahlen muss darum abnehmen,

1) E. Gehrcke, Ber. d. Berliner Akad. S. 461, 1901.

wenn die sie erzeugende Elektroden- oder Entladespannung zunimmt.

Diese theoretische Folgerung steht allerdings zu einer Erklärung H. Starkes[1]) in Gegensatz, der auf Grund seiner so wertvollen Messungen behauptet, dass das Reflexionsvermögen eines Metalles für Kathodenstrahlen unabhängig sei von der Elektrodenspannung. Bei genauerer Betrachtung seiner Zahlen und Weglassung der weniger sicheren Werte bei niedriger Elektrodenspannung finde ich aber, dass das Reflexionsvermögen in der That abnimmt mit wachsender Elektrodenspannung. Zum Belege diene die Figur 1; sie giebt in drei Messungs-

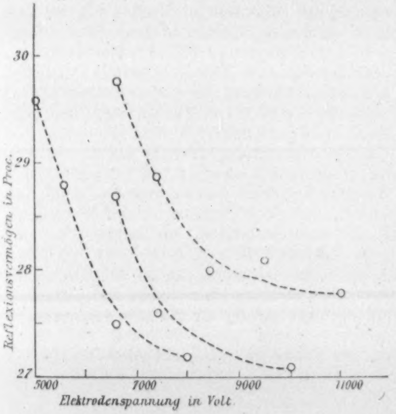



Fig. 1.

reihen Starkes an Aluminium die Beziehung zwischen Reflexionsvermögen und Elektrodenspannung in einem günstigen Massstabe.

Im vorstehenden ist die Wirkung der Kraft zwischen Massen- und Kathodenstrahlteilchen nur insofern in Betracht gezogen, als sie die Richtung der reflektierten Strahlen beeinflusst, nicht insofern, als sie die Zahl der Zusammenstösse vermehrt. Aber auch diese hängt offenbar von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ab. Mit wachsender Elektrodenspannung, also mit wachsender Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen nimmt die Zahl der durch Ablenkung erzwungenen Zusammenstösse ab; diese Abnahme bedeutet eine Zunahme der ohne Zusammenstoss zurückgeworfenen Kathodenstrahlen, also eine Zunahme der Reflexion. Im Zusammenhalt mit dem obigen entgegengesetzten Resultat kommt man zu folgender theoretischer allgemeiner Folgerung über den Zusammenhang zwischen der Reflexion und der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. Mit anfänglich kleiner wachsender Elektrodenspannung nimmt die Intensität der reflektierten Kathodenstrahlen von einem kleinen Wert an erst ziemlich rasch bis zu einem Maximum zu, dann nimmt sie bei weiter steigender Elektrodenspannung wieder ab und strebt einem konstanten Werte zu; die Elektrodenspannung, welche maximale Reflexion hervorbringt, ist bei verschiedenen Metallen verschieden gross und zwar um so grösser, je grösser die Kraft zwischen den negativen Elektronen und den reflektierenden Metallteilchen ist.

1) H. Starke, Ann. d. Phys. 3, 95, 1900.

### 4. Intensität der reflektierten Kathodenstrahlen in verschiedenen Emanationsrichtungen.

Auch bei den Kathodenstrahlen heisst Einfallswinkel der Winkel zwischen der Richtung des einfallenden Kathodenstrahlenbündels und der Normalen der reflektierenden Fläche, Emanationswinkel der Winkel zwischen dieser Normalen und einer der verschiedenen Richtungen der diffus reflektierten Kathodenstrahlen. Für diffus reflektierte Lichtstrahlen gilt das Lambertsche Kosinusgesetz. Es ist von vornherein zu erwarten, dass dieses für die Reflexion der Kathodenstrahlen nicht gilt.

Auf Grund unseres Erklärungsprinzipes betrachten wir zunächst den Fall der senkrechten Incidenz. In diesem wie in jedem anderen Falle werden nach allen Richtungen Kathodenstrahlen reflektiert. Für Emanationswinkel nahe $90^0$ muss die Intensität (Menge der mitgeführten negativen Ladung) der reflektierten Strahlen klein sein, weil diejenigen, welche von tieferen reflektierenden Schichten kommen, auf ihrem relativ langen Wege in den oberen Schichten durch Absorption (Zusammenstoss) geschwächt werden. Mit abnehmendem Emanationswinkel wächst dann die Intensität der reflektierten Strahlen und strebt einem Maximum zu. Dieses liegt indessen, wie wir theoretisch folgern müssen, nicht in der Emanationsrichtung $0^0$, sondern nur in deren Nähe. Genau in der Richtung der einfallenden Strahlen zurück werden nämlich, abgesehen von den durch Zusammenstoss geschwächten Strahlen, nur wenige in parabolischer Bahn zurückgeworfen werden. In der Einfallsrichtung muss darum die Intensität der reflektierten Strahlen ein kleines relatives Minimum besitzen; nahe daran muss das Maximum der Intensität liegen. Der Winkel zwischem dem Minimum in der Einfallsrichtung und dem Maximum ist bei senkrechter Incidenz

klein. Jenes Minimum ist in den bisherigen Messungen noch nicht gefunden worden; diese erstreckten sich nicht auf Emanationswinkel kleiner als 20°.

Bei schiefer Incidenz ist für die Emanationsrichtung 90° wieder ein absolutes Minimum vorhanden. Die räumliche Verteilung der Intensität der reflektierten Strahlen ist nicht mehr symmetrisch in Bezug auf das Einfallslot oder in Bezug auf die Einfallsrichtung. In dieser muss indes wieder ein relatives Minimum der Intensität liegen, auf dieses folgt in der Richtung gegen das Einfallslot wieder ein Maximum der Intensität. Jenes wird mit wachsendem Einfallswinkel verwaschener, dieses dagegen tritt deutlicher hervor.

Der Winkel zwischen Minimum und Maximum der reflektierten Intensität wächst mit dem Einfallswinkel. Dies kann man sich auf Grund folgender Überlegung klar machen. $M_1$, $M_2$ und $M_3$ (Fig. 2) seien Massen-

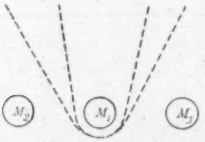



Fig. 2.

teilchen der reflektierenden Fläche. Wir betrachten den Fall, dass der Abstand des Mittelpunktes $M_1$ von der geradlinigen Einfallsbahn eines Kathodenstrahlteilchens konstant sei, dass dagegen der Einfallswinkel von kleinen zu grossen Werten wachse. Bei kleinen Einfallswinkeln bleibt das Kathodenstrahlteilchen von $M_2$ und $M_3$ entfernt, es unterliegt in der Hauptsache nur der Ablenkung durch $M_1$ und wird fast wieder in die Einfallsrichtung zurückgeworfen. Bei grösseren Einfallswinkeln kommt das Kathodenstrahlteilchen auch in die Wirkungssphäre von $M_2$ und $M_3$; es wird durch diese in entgegengesetzter Richtung von seiner Einfallsbahn abgelenkt wie durch $M_1$. Die gesamte Ablenkung ist darum nunmehr kleiner als zuvor; das Maximum der Intensität der reflektierten Kathodenstrahlen muss darum mit wachsendem Einfallswinkel von der Einfallsrichtung wegrücken.

Der Winkel zwischen dem Maximum der reflektierten Intensität und ihrem relativen Minimum in der Einfallsrichtung muss ferner um so kleiner sein, je grösser die ablenkende Kraft ist. Man kann schliessen, dass diese um so grösser ist, je grösser das Reflexionsvermögen ist. Dieses ist beispielsweise bei Aluminium kleiner als bei Silber, bei diesem kleiner als bei Platin. Für einen Incidenzwinkel von 45° liegt nun nach den Messungen von W. Seitz[1]) das Maximum der reflektierten Intensität bei Aluminium auf der entgegengesetzten Seite des Einfallslotes wie die primären Strahlen, bei Silber und Platin auf derselben Seite, bei Platin näher an der Einfallsrichtung als bei Silber.

Der Schluss, dass die ablenkende Kraft um so grösser sei, je grösser das Reflexionsvermögen ist, wird dadurch unsicher, dass für die reflektierte Intensität der Kathodenstrahlen nicht bloss die ablenkende Kraft der einzelnen Massenteilchen, sondern auch die Dichte ihrer räumlichen Verteilung in Betracht kommt. Mehr Sicherheit hat der Schluss von der Lage des Maximums der reflektierten Intensität auf die Grösse der ablenkenden Kraft. Wir erhalten dann folgendes Resultat: Die Kraft zwischen den negativen Elektronen und den reflektierenden Teilchen eines Metalles ist um so grösser, je kleiner der Winkel zwischen der Einfallsrichtung und der Richtung maximaler Reflexion ist; so ist sie bei Aluminium kleiner als bei Silber, bei diesem kleiner als bei Platin. Dieses Resultat wird eine weittragende Bedeutung gewinnen für die Beurteilung elektromotorischer Kräfte in Grenzflächen. Im Einklang mit Obigem steht der Befund Gehrckes, dass das magnetische Spektrum der an Magnesium reflektierten Strahlen eine andere Intensitätsverteilung zeigt als der an Platin reflektierten.

## 5. Natur der ablenkenden Kraft.

Zur Erklärung der Erscheinungen der Reflexion der Kathodenstrahlen haben wir hypothetisch eine Kraft zwischen den Kathodenstrahlteilchen und den Massenteilchen eines reflektierenden Körpers eingeführt. Diese Kraft kann die Gravitation zwischen der Masse hier und dort sein. Indes dürfte der Anteil der Gravitationskraft an der Zerstreuung der Kathodenstrahlen nur ein geringer sein. Die Kraft, die wir in erster Linie für die Zerstreuung verantwortlich machen müssen, ist wohl die elektrische zwischen den Kathodenstrahl- und den Massenteilchen des reflektierenden Körpers. Jene sind ja elektrisch geladen, sie wirken darum mit einer elektrischen Kraft auf neutrale Teilchen des reflektierenden Körpers und mit einer noch grösseren Kraft auf freie positive und negative Ionen in diesem.[2])

## 6. Fehlerquelle bei der Untersuchung der Reflexion der Kathodenstrahlen.

In den meisten bisherigen experimentellen Untersuchungen über die Reflexion der Ka-

1) W. Seitz, Ann. d. Phys. **6**, 10, 1901.
2) Diese Zeitschr. **2**, 233, 1900.

thodenstrahlen bestand der Käfig, der zum Auffangen der negativen Ladung der reflektierten Strahlen diente, aus Aluminium; der Reflektor war ebenfalls Aluminium oder ein anderes Metall, wie Kupfer, Eisen, Silber, Platin. Auffänger und Reflektor sind hierbei durch ein Bündel Kathodenstrahlen miteinander verknüpft; diese aber ionisieren das von ihnen durchlaufene Gas. Zwischen Auffänger und Reflektor kann darum ein elektrischer Leitungsstrom sich herstellen, sowie zwischen ihnen eine Spannungsdifferenz vorhanden ist. Das Auftreten einer solchen störenden Spannungsdifferenz glaubte man bisher dadurch zu verhindern, dass man den Reflektor und den Auffänger direkt bez. über ein Galvanometer mit nicht zu grossem Widerstande zur Erde ableitete.

Indes auf diese Weise beseitigte man lediglich die Spannungsdifferenz, die sich infolge der Zufuhr negativer Ladung zwischen Reflektor und Auffänger ausbilden könnte. Bestehen aber diese aus verschiedenem Metall, so bleibt ihre Voltasche Spannungsdifferenz zwischen ihnen zurück. Diese beträgt für Aluminium und Platin etwas mehr als 1 Volt; sind darum die beiden Metalle als Auffänger und Reflektor einerseits durch die Erdleitung, andererseits durch das ionisierte Gas (reflektierte Kathodenstrahlenbündel) miteinander verbunden, so fliesst in diesem Kreis ein Strom und zwar führt dieser die negativen Ionen vom Platin zum Aluminium durch das verdünnte Gas. Dieser Leitungsstrom wirkt darum auf das Galvanometer, das den Auffänger ableitet, im gleichen Sinne wie die Reflexion der Kathodenstrahlen. Ein solcher Leitungsstrom zwischen zwei verschiedenen Metallen durch ein Gas, das durch Kathodenstrahlen ionisiert wird, bedingt durch die Voltasche Spannungsdifferenz, ist von S. Arrhenius[1]) nachgewiesen worden. Ferner hat A. A. Campbell Swinton[2]) bei seiner Untersuchung der Reflexion der Kathodenstrahlen eine ihm sehr merkwürdig erscheinende aus dem Verschwinden der Voltadifferenz im Elektrometer sich erklärende scheinbare positive Ladung des Auffängers bis über 1 Volt für den Fall beobachtet, dass nur wenige reflektierte Kathodenstrahlen von einem Platinreflektor in einen Auffänger aus Messing gelangen konnten.

Nun ist man geneigt, den Einfluss einer Spannungsdifferenz von 1 Volt zwischen Reflektor und Auffänger als klein zu betrachten. In Wirklichkeit aber ist er nicht sehr klein. H. Starke[3]) fand, dass der Ausschlag des Galvanometers, welches den Auffänger ableitete und die Intensität der reflektierenden Strahlen mass, 18 mm betrug, wenn der Reflektor Erdspannung besass, dass er aber auf 26 mm stieg, wenn der Reflektor auf —2 Volt geladen wurde. Durch diese 2 Volt wurde demnach die Intensität der reflektierten Strahlen um 38% gefälscht, durch 1 Volt Spannungsdifferenz wäre sie um 19% vergrössert worden.

Bei Berücksichtigung der im vorstehenden bezeichneten Fehlerquelle werden sich zwar die Reflexionsvermögen einiger Metalle kleiner ergeben, doch dürfte die Stellung der einzelnen Metalle in der Reihe des Reflexionsvermögens dadurch nicht geändert werden.

Göttingen, den 1. Dezember 1901.

(Eingegangen 22. Dezember 1901.)

1) S. Arrhenius, Wied. Ann. **33**, 638, 1888.
2) A. A. Campbell Swinton, Proc. Roy. Soc. **64**, 393, 1899.
3) H. Starke, Wied. Ann. **66**, 53, 1898.

## Bemerkungen zur elektrischen Strömung durch hohe Vakua.

Von J. Stark.

### 1. Der Äther als „Elektrizitätsleiter".

Über die Elektrizitätsleitung im absoluten Vakuum, d. h. im reinen Äther, bestanden diametral entgegengesetzte Ansichten. Eine kleine Partei behauptete, er sei ein vollkommener Leiter; die grosse Gegenpartei erwiderte, er sei ein vollkommener Isolator. Im Lichte der Ionentheorie kann man die fraglichen Begriffe deutlich unterscheiden und beiden Parteien gerecht werden.

Die Ionentheorie denkt sich die Elektrizität als ein im Raume existierendes Etwas von konstanter Menge, verteilt sie atomistisch und sieht in den Ionen frei bewegliche Elektrizitätsteilchen, die in dem Äther beweglich eingebettet liegen. Der elektrische Strom ist eine Strömung der Ionen in bestimmter Richtung. Ein Leiter ist ein Körper, welcher Ionen enthält. Die spezifische Leitfähigkeit $\lambda$ ist eine zusammengesetzte Grösse; ist $n_p$ bez. $n_n$ die positive bez. negative Ionisation (Zahl der Ionen in der Volumeneinheit), $v_p$ bez. $v_n$ die spez. Ionengeschwindigkeit, $\varepsilon$ die Ionenladung, so gilt bei Zulässigkeit des Ohmschen Gesetzes $\lambda = \varepsilon . (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$.

Hat man ein absolutes Vakuum oder reinen Äther, ist also in diesem kein Massenteilchen vorhanden, so ist offenbar für ihn $n_p = n_n = 0$ und darum auch $\lambda = 0$. Der reine Äther oder das absolute Vakuum ist in diesem Sinne kein Leiter, sondern ein vollkommener Isolator; es können in ihm wohl zeitliche und räumliche Variationen der elektrischen und magnetischen Kraft, beispielsweise elektromagnetische Schwingungen erfolgen, aber es ist in ihm keine elektrische Strömung möglich, eben weil das Wort „rein" oder „absolut"

das Vorhandensein von Elektrizität oder Ionen ausschliesst.

Anders ist es, wenn man im Äther Ionen vorhanden sein lässt und seinen Einfluss auf deren Bewegung in Zusammenhang mit dem Worte Leitung bringt. Die astronomischen Erscheinungen lassen schliessen, dass ein Ion bei seiner Bewegung durch den Äther, Strahlung ausgeschlossen, eine unendlich kleine Reibung erfährt. Würde man darum einen Leiter herstellen können, der in seinem mit Äther erfüllten Volumen nur Ionen, nicht auch neutrale Teilchen enthält, und liesse sich für diesen Leiter das Ohmsche Gesetz noch anwenden, so würden $v_p$ und $v_n$ und auch $\lambda$ einen sehr grossen Wert haben; man würde den denkbar vollkommensten Elektrizitätsleiter besitzen. Insofern der Äther der Bewegung eines Ions keinen Widerstand entgegensetzt, könnte man ihn einen vollkommenen Elektrizitätsleiter nennen. Aber damit wird der Sinn der Definition des Leiters verschoben. Man thut gut, an dieser festzuhalten. Die Frage nach der Elektrizitätsleitung des Äthers hat dann nach dem Vorstehenden überhaupt keinen Sinn mehr.

2. Verdünnte Gase als Elektrizitätsleiter.

Der kleinste Gasdruck, den wir mit unsern Mitteln herstellen können, liegt wohl nicht unter 0,00001 mm. Bei 760 mm und $0^0$ ist die Zahl der Gasteilchen in 1 $cm^3$ gleich $2{,}4 \cdot 10^{19}$ (Drude, Planck); bei jenem Druck ist sie darum $3{,}1 \cdot 10^{11}$. Mit unserer bisherigen Evakuationstechnik bleiben wir demnach von dem absoluten Vakuum um 11 Dezimalen entfernt. Selbst bei dem uns möglichen höchsten Vakuum haben wir es also immer mit Gasteilchen zu thun und wir müssen uns die Strömung durch hohe Vakua ebenfalls durch Gasionen vermittelt denken.

Von einer Berechnung der spez. Leitfähigkeit hoch verdünnter Gase nach der obigen Formel kann deswegen nicht mehr die Rede sein, weil für sie das Ohmsche Gesetz nicht mehr gilt.[1]) Immerhin aber kann man sich folgendes klar machen über die zwei Faktoren, von denen in erster Linie die Stromstärke abhängt.

Ist die Ionisation in einem Gase konstant, so wächst die Stärke des durchgehenden Stromes mit abnehmendem Druck und ist bei sehr kleinen Drucken sehr gross, weil die mittlere freie Weglänge der Ionen mit abnehmendem Gasdruck wächst.

Indes nimmt unter sonst gleichen Umständen die Ionisation eines Gases ab mit sinkendem Drucke. Es absorbiert nämlich ein Gas von der Energie, durch welche es ionisiert wird, um so weniger in der Volumeneinheit, und wird dann um so weniger ionisiert, je kleiner sein Druck ist. Dies gilt auch von dem ionisierenden Stoss seiner Ionen. Ist $V$ die Elektrodenspannung des durchströmten Gases, $J_g$ die Stromstärke, so ist $J_g \cdot V$ die im Gas geleistete elektrische, primär in kinetische Ionenenergie verwandelte Arbeit. Der Anteil dieser Energie, der auf die Ionisierung neutraler Teilchen verwandt wird, und damit auch die durch sie erzeugte Ionisation ist um so kleiner, je kleiner der Gasdruck ist; gleichzeitig steigt der Energiebetrag, welcher von den bewegten Ionen an die feste Begrenzung des durchströmten Gases, nämlich an die Elektroden und die Gefässwände, abgegeben wird. Die auf diese Weise bewirkte Abnahme der Ionisierung ist der Grund, warum bei kleinem sinkendem Druck und konstanter Elektrodenspannung die Stromstärke nicht wächst, sondern abnimmt.

3. Einfluss der Gefässwände auf die Strömung an der Kathode.

Das Verhalten des negativen Glimmlichtes wird häufig in folgender Weise beschrieben. „Das negative Glimmlicht bedeckt bei höheren Drucken nur einen Teil der Kathodenoberfläche. Mit abnehmendem Drucke wächst die Dicke des Kathodendunkelraumes und gleichzeitig auch die Basis des negativen Glimmlichtes. Dieses bedeckt schliesslich die ganze Oberfläche der Kathode (Fig. 1).“ Soweit ist nichts

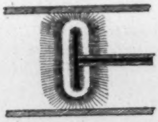


Fig. 1.

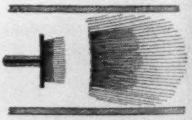


Fig. 2.

einzuwenden; man fährt aber in der Regel folgendermassen weiter. „Bei weiter sinkendem Drucke zieht sich die Basis des negativen Glimmlichtes wieder zusammen und bedeckt schliesslich nur mehr die Mitte der nach der Anode gewandten Kathodenseite; diese allein ist dann der Ausgangspunkt der Kathodenstrahlen (Fig. 2).“

Wenn man hiermit das normale Verhalten des negativen Glimmlichtes bei niedrigen Drucken kennzeichnen will, so begeht man einen schweren Fehler. Jenes Verhalten ist nämlich abnormal und sekundär durch die Nähe der Glaswand bedingt. Wählt man deren Entfernung von der Kathode genügend gross, so bleibt auch bei den niedrigsten Drucken die ganze Kathodenoberfläche mit negativem Glimmlicht bedeckt und sendet an allen ihren Punkten Kathodenstrahlen aus (Fig. 3). Jenes abnormale Verhalten erklärt sich in folgender Weise.

1) Ann. d. Phys. 5, 90, 797, 1901.

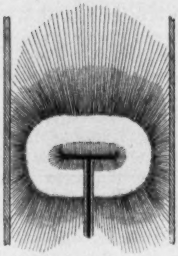


Fig. 3.

Wie ich in einer demnächst in den Annalen der Physik erscheinenden Abhandlung ausführlich dargelegt habe, ist sowohl die negative Glimmschicht, wie die erste Kathodenschicht eine Ionisierungspartie. Hier ionisieren die positiven Ionen durch ihren Stoss das Gas, dort die negativen; die eine liefert der anderen Ionen zur Aufrechterhaltung der Ionisation. Schirmt man die von der negativen Glimmschicht ausgehenden auf die Kathode zuschiessenden positiven Ionen von einem Teil der Kathode ab, indem man zwischen diese und den Anfang der negativen Glimmschicht einen festen Körper stellt, so verschwindet, wie A. Wehnelt[1]) gezeigt hat, an diesem Teil die erste Kathodenschicht und mit ihr die Ionisierung; der Teil kann umgekehrt nicht wieder negative Ionen in die negative Glimmschicht zur Ionisierung senden; darum verschwindet auch der ihm gegenüberliegende, von ihm abhängige Teil der negativen Glimmschicht. Das Resultat ist, dass die freie Kathodenoberfläche um jenen von dem Körper vor positiven Ionen geschützten Teil verkleinert erscheint. In gleicher Weise wie der schattenwerfende Körper wirkt nun auch die Glaswand, sowie die Dicke des Kathodendunkelraumes grösser geworden ist als ihr Abstand von dem zunächst liegenden Teil der Kathode, sowie sich also die Wand zwischen einen Teil der negativen Glimmschicht und die Kathode schiebt. Die Glaswand nimmt dann gleichzeitig eine starke negative Ladung an. Diese kann schwer abfliessen, da ja nunmehr die Ionisation im benachbarten Gasraum sehr klein ist. Aus diesem Grunde muss dann auch die Aussendung von Kathodenstrahlen auf der Rückseite der Kathode aufhören.

Als Gesetz[2]) des Kathodenfalls $K$ habe ich folgende Formel angegeben:

$$K = K_n + \frac{k}{p \cdot f^{\frac{1}{2}}} (i - \varkappa p f)^{\frac{1}{2}}.$$

1) A. Wehnelt, Wied. Ann. **67**, 421, 1899.
2) Diese Zeitschrift **3**, 88, 1901.

Hierin ist $K_n$ der normale Kathodenfall, $k$ und $\varkappa$ eine Konstante, $p$ der Gasdruck, $f$ die Grundfläche des negativen Glimmlichtes oder der ersten Kathodenschicht, $i$ die Stromstärke. Hierbei ist zunächst angenommen, dass sich der dunkle Kathodenraum, nicht gestört von der Glaswand, ausbreiten kann. Tritt der Fall ein, dass durch die Nähe der Glaswand ein Teil $f_s$ der ganzen Kathodenoberfläche $f_k$ seines Glimmlichtes beraubt wird, so ist $f = f_k - f_s$ zu setzen.

Ist $E$ die elektromotorische Kraft der Stromquelle, $r$ der ausserhalb des Stromgefässes liegende Ohmsche Widerstand und ist der Spannungsabfall zwischen dem Ende des negativen Glimmlichtes und der Anode klein, was in der Regel bei niedrigen Drucken zutrifft, so kann man mit grosser Annäherung setzen

$$i = \frac{E - K}{r} \quad \text{oder}$$

$$i \cdot r = E - K_n - \frac{k}{p \cdot f^{\frac{1}{2}}} (i - \varkappa p f)^{\frac{1}{2}}$$

$$i \cdot r = E - K_n - \frac{k}{p \cdot (f_k - f_s)^{\frac{1}{2}}} \left(i - \varkappa p \cdot (f_k - f_s)\right)^{\frac{1}{2}}$$

Aus diesen Gleichungen sind folgende durch das Experiment leicht zu bestätigende Folgerungen abzulesen. Bei niedrigen Gasdrucken ist die Stromstärke im allgemeinen klein. Will man auch durch ein hohes Vakuum einen relativ starken Strom senden, so muss man der Kathode eine grosse Oberfläche und einen grossen Abstand von der Gefässwand oder anderen im Gas befindlichen Körpern geben, damit $f_s = 0$ bleibt. Will man eine Vakuumröhre herstellen, die nur eine sehr schwache elektrische Strömung durchlässt, oder will man die Spannungsdifferenz zwischen Anode und Kathode gross machen und so Kathodenstrahlen mit sehr grossen Geschwindigkeiten erzeugen, so muss man erstens einen möglichst niedrigen Gasdruck herstellen, zweitens eine kleine Kathode verwenden, drittens den Abstand zwischen ihr und der Glaswand klein wählen, damit $f_k - f_s$ nahezu Null wird. Die negativen Ladungen der Glaswand können in engen Röhren bei niedrigem Drucke so gross werden, dass sie, nach einem ganz kurzen Übergang eines Stromstosses, der verfügbaren elektromotorischen Kraft es unmöglich machen, die elektrische Strömung wieder einzuleiten und aufrecht zu erhalten. Dies war in den absoluten Vakuumröhren Hittorfs der Fall.

Göttingen, den 20. Dezember 1901.

(Eingegangen 22. Dezember 1901.)

# VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 73. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU HAMBURG.

**B. Walter (Hamburg), Ein photographischer Apparat zur genaueren Analyse des Blitzes.**[1])

Schon die gewöhnlichen nächtlichen Blitzphotographien mit feststehender Kamera, die zuerst vor etwa 20 Jahren gemacht wurden, liessen in vereinzelten Fällen erkennen, dass ein Blitzschlag nicht immer ein einfacher, sich in einem Augenblicke abspielender Vorgang ist, sondern unter Umständen aus mehreren, stossweise aufeinander folgenden Entladungen bestehen kann, welche in der Regel alle denselben Weg durch die Luft nehmen. Die erste Aufnahme dieser Art war diejenige von Prof. Kayser[2]) in Bonn; und die zeitliche Analyse des Blitzes kam in diesem Falle ohne Zuthun des Photographen dadurch zu stande, dass ein starker Wind die Luftteilchen, über welche der Blitz seinen Weg nahm, so schnell vor sich hertrieb, dass die einzelnen Entladungen, welche zeitlich nacheinander durch dieselben hindurchgingen, sich örtlich nebeneinander auf der Platte abbildeten. Die Erkenntnis dieser Umstände führte sodann zu dem Gedanken, diese Analyse auch ohne Beihilfe des Windes einfach dadurch herbeizuführen, dass man die photographische Kamera während des Gewitters nicht mehr fest aufstellte, sondern derselben eine bestimmte Bewegung gab. Auch dann mussten ja selbst Vorgänge, die genau an derselben Stelle des Raumes zeitlich nacheinander stattfanden, auf der Platte räumlich nebeneinander abgebildet werden. Die ersten Aufnahmen dieser Art verdanken wir Prof. Weber[3]) in Kiel, und zwar hielt derselbe seine Kamera dabei einfach zwischen den beiden Händen, um derselben damit eine langsam schaukelnde Bewegung in der Art zu geben, dass die optische Achse der Kamera ungefähr den Mantel eines Kegels beschrieb.

Hiermit war also eine Methode angegeben, um jeden Blitzschlag zeitlich zu analysieren. Allerdings halte ich die Art der Bewegung, welche der letztgenannte Beobachter seiner Kamera gab, nicht gerade für die günstigste; denn es können dabei die einzelnen Entladungen des Blitzschlages leicht durcheinander geraten, und es kann ferner auch die Bestimmung der Zeitabschnitte, welche zwischen diesen einzelnen Entladungen liegen, auf diese Weise höchstens nur annähernd geschätzt werden. Diesen beiden Übelständen glaube ich nun in verhältnismässig einfacher Weise dadurch abgeholfen zu haben, dass ich die photographische Kamera auf ein passendes Uhrwerk setzte, um derselben dadurch eine ganz langsame Drehung um eine fest im Raume stehende Achse zu geben, wie Sie es hier an diesem Apparate sehen. Dabei ist aber die Kamera nicht fest mit dieser Achse verbunden, sondern vielmehr an einen Messingcylinder angeschraubt, der längs seiner Achse eine Durchbohrung von solcher Weite erhalten hat, dass er sich mit sanfter Reibung über jene Achse des Uhrwerks schiebt und also von ihr bei der Drehung mitgenommen wird. Diese Komplikation hat den Zweck, dass die Kamera nicht die ganze Drehung um die Achse des Uhrwerks mitzumachen braucht, sondern dass man sie, sobald ihr Objektiv das Gewitter aus dem Gesichtskreis verloren hat, einfach mit der Hand wieder zurückdrehen kann, worauf sie nur losgelassen zu werden braucht, um aufs neue von dem Uhrwerk mitgenommen zu werden (Vorführung). Zur Erleichterung der Handhabung ist noch ein Anschlag vorgesehen, durch den man die Drehung der Kamera auf einen bestimmten Winkel beschränken kann. Beim Weiterziehen des Gewitters verrückt man dann nur das Stativ, welches das Uhrwerk mit der Kamera trägt und zwar natürlich in der Weise, dass die Mittellinie jenes Winkels immer ungefähr nach derjenigen Stelle des Himmels hinzeigt, wo die Blitzschläge am häufigsten stattfinden.

Hat man nun auf diese Weise einen derselben eingefangen, und zeigt er sich auf der fertig entwickelten Platte aus mehreren Einzelentladungen bestehend, so kann man den zeitlichen Abstand $dt$ von zweien derselben aus ihrem räumlichen Abstand $dy$ auf der Platte nach der Formel

$$1)\quad dt = \frac{f^2 + y^2}{f \cdot w}\, dy$$

berechnen, worin $f$ die Brennweite des Objektivs, $w$ die Winkelgeschwindigkeit der Kamera und $y$ den Abstand der fraglichen Stelle von der Mitte der Platte bedeutet. Bei meinem Apparate z. B. dreht sich die die Kamera tragende Achse in 35 Sekunden einmal um sich selbst, so dass demnach bei Anwendung eines Objektivs mit 12 cm Brennweite zwei Entladungen, die sich in der Nähe der Mitte der Platte in einem Abstande von 1 cm abgebildet haben, in einer Zeit von 0,465 Sek. aufeinander gefolgt sind. Natürlich kann man durch Anwendung eines anderen Übersetzungsverhältnisses der Zahnräder des Uhrwerks diese Verhältnisse in sehr weiten Grenzen ändern.

Was sodann die eigentliche photographische

1) Abteilung 2, 26. September 1901.

2) H. Kayser, Berichte der Königl. Akad. Berlin 1884, S. 611.

3) L. Weber, Berichte der Königl. Akad. Berlin 1889, S. 781.

Ausrüstung anbetrifft, so enthält meine Kamera nur eine Plattengrösse von $^{9}/_{12}$ cm und zwar hauptsächlich deshalb, um dieselbe event. auch mit auf die Reise nehmen zu können. Ferner habe ich zu derselben zwei sogenannte Magazinkassetten mit je 12 Platten Inhalt angeschafft, einmal, um auch während eines langdauernden Gewitters nicht neue Platten einlegen zu brauchen, und zweitens, um nach erfolgtem Blitzschlag möglichst schnell wieder eine neue Platte in Bereitschaft zu haben.

In Bezug auf das Objektiv ferner scheint mir eine korrekte Zeichnung bis in die Ecken der Platte hinein die erste Forderung zu sein, die Lichtstärke aber weniger in Betracht zu kommen. Erwünscht dagegen ist ein recht grosser Gesichtskreis, sodass daher die Weitwinkelobjektive nach dem Doppelanastigmattypus wohl als die passendsten Gläser zu bezeichnen sind. Indessen kann man bei gehöriger Abblendung auch schon mit verhältnismässig einfachen Objektiven recht gute Resultate erzielen.

Für eine erfolgreiche Anwendung des Apparates ist es ferner in erster Linie erforderlich, dass man über einen Standort verfügt, von dem aus man einen möglichst grossen Teil des Himmels übersehen kann. Da man sich nun aber zur Nachtzeit meistenteils in seiner Häuslichkeit befindet und hier demnach auch den Apparat bereit halten wird, die städtischen Wohnungen aber andererseits in der Regel nur einen sehr beschränkten Rundblick gewähren, so habe ich mir auf dem Dache des fünfstöckigen Etagenhauses, in welchem ich wohne, einen bedeckten Ausbau von etwa 1 qm Grundfläche machen lassen, der vier kleine, sich nach allen Richtungen des Himmels hin öffnende Fenster besitzt. Von diesen wird dann natürlich nur das gerade nötige aufgemacht, so dass ich also trotz des freien Standortes doch gegen Regen und Wind ziemlich gut geschützt bin.

Im Anschlusse hieran möchte ich Ihnen nun noch einige der vielen bereits mit dem Apparate erhaltenen Aufnahmen vorführen. Von denselben scheint mir zunächst die folgende in Fig. 1[1]) abgebildete, die am Abende des Pfingstsonntags v. J. aufgenommen wurde, in mehrerlei Hinsicht ein besonderes physikalisches Interesse zu haben. Wie Sie sehen, besteht der darin abgebildete Blitz aus drei in sehr kurzer Zeit aufeinanderfolgenden Schlägen, die auf der Platte in allen ihren Teilen genau parallel sind und demnach alle denselben Weg durch die Luft genommen haben. Dabei ist

1) Um die teilweise sehr zarten Einzelheiten der Originale der beiden Figuren 1 und 2 bei der Reproduktion nicht verloren gehen zu lassen, mussten in den dafür angefertigten Positiven die hellen und dunklen Teile durch weisse bezw. schwarze Tusche etwas stärher hervorgehoben werden.

Fig. 1.

der in der oben angegebenen Weise berechnete Zeitunterschied zwischen den beiden ersten Entladungen 0,042 Sek., und der zwischen den beiden letzten 0,11 Sek., so dass also der ganze Schlag 0,15 Sek. gedauert hat. Besonders bemerkenswert ist nun an diesen Entladungen, dass nur diejenige, welche der Zeit nach die erste war, seitliche Verästelungen hat. Auf diese Erscheinung, die sich übrigens noch in mehreren anderen meiner Aufnahmen wiederholt, mache ich deswegen aufmerksam, weil dieselbe mit der Art der Entstehung des Blitzes, wie ich sie vor einiger Zeit in Wiedemanns Annalen[1]) nahe gelegt und daselbst auch für die Funken unserer Induktionsapparate durch eine ähnliche photographische Analyse derselben bewiesen habe, in direktem Zusammenhange steht. Nach dieser Auffassung entsteht nämlich ein Blitz in der Regel nicht mit einem Schlage, sondern vielmehr in der Weise, dass die positive Elektrizität der Wolke in der Form mehrerer stossweise aufeinanderfolgender und von Stoss zu Stoss immer länger werdender Büschelentladungen allmählich immer weiter zur Erde hin vordringt, wobei die folgende Entladung sich stets des ihr von der vorhergehenden bereits gebahnten Weges bedient, um dann so weit darüber hinauszuschiessen, als sie es nach Massgabe der ihr von der Wolke aus nachgelieferten elektrischen Energie vermag.

1) B. Walter, Wied. Ann. **66**, 636, 1898 u. **68**, 776, 1899.

Dass diese Theorie für die künstlichen Funken unserer Laboratoriumsversuche zutrifft, habe ich, wie bereits gesagt, in Wiedemanns Annalen nachgewiesen, und werden Sie auch unmittelbar zugeben, wenn ich Ihnen hier einige besonders charakteristische Aufnahmen vorführe. Dabei hatte allerdings die photographische Platte etwa die hundertfache Geschwindigkeit von der unserer Blitzkamera, und sie musste daher auch die Vorgänge bei der Entstehung des Funkens weit genauer erkennen lassen, als die mit letzterer erhaltenen Blitzaufnahmen.

Wenden wir nun aber diese so gewonnene Erkenntnis auf die zuerst betrachtete Blitzaufnahme an, so werden wir sagen können, dass die darin enthaltene Thatsache, wonach die seitlichen Verästelungen immer nur an der ersten Entladung eines mehrfachen Blitzschlages vorkommen, mit der obigen Theorie der Entstehung desselben im besten Einklang steht, denn für die späteren Entladungen ist ja der Weg schon durch die erste gebahnt, und es können also diese auch der vorbereitenden Büschelentladungen entraten.

Sodann möchte ich Ihnen als zweite Aufnahme noch die folgende vorlegen, deren, am 2. Juni d. J. morgens zwischen 3 und 4 Uhr aufgenommener Blitz aus sechs einzelnen Schlägen bestand [s. Fig. 2][1]). Bemerkenswert ist an dieser

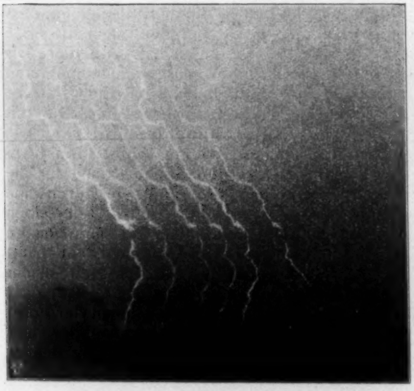


Fig. 2.

Aufnahme besonders, dass die Abstände zwischen den einzelnen Entladungen sehr ungleich sind; sie betrugen nämlich in Zeit umgerechnet resp. 0,131, 0,068, 0,075, 0,119 und 0,103 Sekunden, so dass also an eine regelmässige Schwingung der Elektrizität zwischen Wolke und Erde, wie man sie vielfach angenommen hat, in diesem Falle nicht gedacht werden kann. Es sei noch bemerkt, dass ich jene Zeitintervalle zwischen den einzelnen Entladungen bei der Aufnahme des Blitzes deutlich als ein mehrfaches Zucken des Lichtes beobachten konnte. Schliesslich mag noch darauf hingewiesen werden, dass der zweite und der sechste Schlag dieses Blitzes die übrigen an Intensität ganz bedeutend überragen, und dass es auch nur diese beiden Entladungen waren, durch deren Licht die auf dem Bilde sichtbare Landschaft mit zur Abbildung gelangte. Dies ergiebt sich sehr einfach daraus, dass sämtliche Einzelheiten dieser Landschaft doppelt abgebildet sind, und dass ferner der Zeitabstand $dt$ aller dieser Doppelbilder der gleiche ist, wie der jener beiden Schläge. Der räumliche Abstand $dy$ der einzelnen Doppelbilder dagegen variiert etwas von der Mitte bis zum Rande der Platte hin, wie es ja auch nach unserer Formel 1) der Fall sein muss.

Hieraus ergiebt sich nun aber, dass wir bei dieser Art der Blitzphotographie mit bewegter Platte in den meisten Fällen auch schon aus dem Bilde der von dem Blitze erleuchteten Landschaft erkennen können, ob derselbe aus einem oder mehreren zeitlich aufeinander folgenden Schlägen bestanden hat. Dies ist besonders wichtig in solchen Fällen, wo man dies aus dem Bilde des Blitzes selbst nicht mit Sicherheit erkennen kann, wie Sie dies beispielsweise aus folgender Aufnahme ersehen. Dieselbe scheint nämlich bei der ersten Betrachtung einen einfachen und ziemlich regellosen Flächenblitz darzustellen. Da indessen die Landschaft in dieser Aufnahme in ihren am meisten hervortretenden Umrissen deutlich als doppelt zu erkennen ist, so ist es fraglos, dass wir es hier mit zwei, in bestimmtem Zeitabstand aufeinander folgenden Entladungen zu thun haben müssen. Bei einer genaueren Durchsicht der Platte gewahrt man denn auch, dass oben in der Ecke die sehr schwache, wahrscheinlich von der Wolke verdeckte Ausgangsstelle des Blitzes ebenfalls doppelt und zwar in demselben Abstande, wie die Doppelbilder der Landschaft auftritt, so dass es also keinem Zweifel unterliegen kann, dass der eine Teil unseres Blitzes, der von der später auftretenden Abbildung dieser Ausgangsstelle ausgeht auch zeitlich später erfolgte als der übrige Teil. Somit ergiebt sich also des weiteren noch aus der Aufnahme, dass in diesem Flächenblitze die positive Elektrizität, trotzdem sie in gar nicht sehr langer Aufeinanderfolge zweimal von demselben Punkte der Wolke ausgegangen ist, sich dennoch beide Male nach ganz verschiedenen Richtungen des Himmels hin bewegt

1) Siehe Anm. S. 169.

hat, und zwar offenbar deshalb, weil in der zuerst von ihr aufgesuchten Gegend der Vorrat an entsprechender negativer Elektrizität erschöpft war. Wenn ein solcher doppelter Blitzschlag von derselben Stelle einer Wolke aus zur Erde niedergegangen wäre, so würde ein derartiger Richtungswechsel in so kurzer Zeit schwerlich stattgefunden haben.

In der nächsten Aufnahme zeige ich Ihnen dann noch einen Flächenblitz, der wirklich nur aus einem momentanen Schlage bestanden hat; denn das Bild der Landschaft ist, trotzdem die photographische Platte bei der Aufnahme in Bewegung begriffen war, dennoch tadellos scharf geworden. Ja, auf der nunmehr folgenden Platte sehen Sie sogar ein ebensolches, noch besser ausgeprägtes Bild dieser Landschaft, das von einem Blitze herrührt, der nicht einmal selbst mit auf der Platte abgebildet ist, wahrscheinlich weil er ziemlich senkrecht über mir in den Wolken stattfand.

Schliesslich möchte ich noch einer letzten Aufnahme Erwähnung thun, die mir besonders in meteorologischer Hinsicht von Bedeutung erscheint, die aber leider bei der photographischen Entwicklung nicht klar genug herausgekommen ist, als dass ich sie Ihnen hier vorführen könnte. Ich muss Ihnen daher das darin Enthaltene durch eine schematische Zeichnung (s. Fig. 3) demonstrieren. Es handelt sich dabei um einen Flächenblitz, der aus zwei, in allen ihren Teilen parallelen Einzelentladungen 1 und

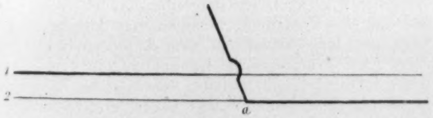



Fig. 3.

2 besteht, so dass wir es also zunächst nur mit zwei in gewohnter Weise zeitlich aufeinanderfolgenden Schlägen zu thun zu haben scheinen, die beide denselben Weg durch die Luft genommen haben. Das Bemerkenswerte an dieser Aufnahme ist nun aber, dass in der linken Hälfte der Platte die zeitlich zuerst auftretende Entladung als die stärkere erscheint, während auf der rechten Seite das Umgekehrte der Fall ist. Die Erklärung hierfür finden wir, wenn wir uns die Stelle aufsuchen, wo der Wechsel zwischen diesen beiden Erscheinungen eintritt (in der schematischen Zeichnung bei *a*): denn wir sehen, dass sich hier von der Seite her eine neue Entladung mit der zeitlich zuletzt erfolgenden vereinigt. Es ist demnach klar, dass diese Seitenentladung gleichzeitig mit dem zweiten Schlage des ursprünglichen Blitzes entstanden und dann in die Stelle *a* seiner Bahn hineingeschlagen sein muss und sich nun von hier aus der rechten Hälfte seines Weges in der Luft bedient hat. Dadurch wurden dann die hierin befindlichen Luftteilchen noch einmal zu neuer Glut angefacht, so dass es mithin begreiflich ist, dass diese bei dieser zweiten Entladung stärker erglühen konnten, als bei der ersten, während für die Teilchen der linken Hälfte des ursprünglichen Blitzes, die von jener Seitenentladung nicht berührt wurden, das Umgekehrte der Fall sein konnte.

Schliesslich möchte ich noch bemerken, dass bei dem Doppelblitze dieser Aufnahme für die Verteilung der Elektrizität in den Wolken das Umgekehrte gilt, wie bei demjenigen des Ihnen früher vorgeführten Flächenblitzes; denn hier fällt bei den beiden Einzelentladungen des Blitzes das elektrisch negative Ende in dieselbe Gegend der Gewitterwolke, und die entsprechende positive Elektrizität kommt aus zwei verschiedenen Teilen derselben zugeströmt, während dort umgekehrt die positive Elektrizität beide Male von derselben Stelle der Wolke ausging und sich die zu ihrer Neutralisierung notwendige negative in zwei ganz verschiedenen Gegenden derselben aufsuchen musste.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

## Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Precht (Hannover): Ich möchte Herrn Weber fragen, ob und wo er mit seinem Apparat erhaltene getrennte Blitze publiziert hat.

Weber (Kiel): Ich habe bei meinen 1889 in den Berliner Akademieberichten publizierten Blitzaufnahmen eine sehr deutliche Trennung der Einzelentladungen beobachtet und diese streifenförmig nebeneinander liegenden Linien bereits als Intensitätsanschwellungen im Gegensatz zu oszillatorischen Entladungen gedeutet. Ich habe diese hier vorgeführte Trennung durch eine einfache Handbewegung bekommen. Das Instrument des Herrn Walter ist gewiss geeignet, genauere Zeitmessungen zu geben. Interessant ist bei den vorgeführten Versuchen der Nachweis, dass die Blitze nicht oszillatorische Entladungen sind, sondern der Mechanismus doch wohl hier ein anderer ist. Es handelt sich wohl um Intensitätsanschwellungen, nicht um Oszillationen.

Mannesmann (Remscheid): Um eine Vergrösserung der Geschwindigkeit des Apparates zu erhalten, wäre es vorteilhaft, einen Rotationsapparat mit einer so grossen Zahl photographischer Kammern zu verwenden, dass man damit stets den ganzen Horizont in Sicht hat.

Walter: Daran habe ich auch schon gedacht, wegen der grossen Kosten aber vorläufig davon Abstand genommen.

M. Töpler (Dresden): Nach meinen Untersuchungen der magnetischen Spuren von Blitzschlägen waren Blitze, in denen die Strömungsrichtung der positiven Elektrizität von der Erde zur Wolke ging, viel häufiger, als die umgekehrten. Hat der Vortragende vielleicht an seinen Blitzphotographien eine stärkere Verästelung nach dem positiven Ende, als nach dem negativen Blitzende zu wahrgenommen? Ein solcher Unterschied liesse die erwähnte Häufigkeitsverschiedenheit erklären.

Walter: Nein; ich habe bisher die Ansicht vertreten, dass in sämtlichen zur Erde gehenden Blitzen die positive Elektrizität nach der Erde zu fliesst.

Töpler: Das widerspricht dem Befunde der Spuren.

Walter: Solange wir es mit Büschel-Entladungen zu thun haben, geht der Prozess jedenfalls von der Wolke zur Erde vor sich. Erst wenn der Blitz fertig ist, könnte auch wohl ein Strömungswechsel stattfinden.

Töpler: Das muss ich bezweifeln; es kann auch ein negatives Büschel aus der Wolke hervorgehen.

Walter: Bei den Induktionsfunken sind es aber nur die positiven Entladungen, die grössere Büschel geben.

Töpler: Ich frage eben, ob das bei den Blitzen auch so ist?

Walter: Das nehme ich allerdings nur an.

Vorsitzender Prof. Braun: Hier scheint also keine Einigkeit zu erzielen zu sein.

Precht erinnert an getrennte Blitzaufnahmen, die er 1895[1]) gemacht hat. Die Frage, ob es sich dabei um intermittierende oder oszillierende Entladungen handelt, betrachtet er als eine offene.

Geitel (Wolfenbüttel): Unzweifelhaft kommen bei negativem Potentialgefälle über der Erdoberfläche Blitze vor, bei denen die Wolke Kathode ist. Es ist sehr wahrscheinlich, nach den Ausführungen des Herrn Walter, dass, wenn die Wolke Kathode ist, wir solche Büschel nicht haben.

Walter: Ich habe allerdings auch eine ganze Anzahl von einfachen Blitzen ohne Büschel erhalten, und es wäre ja möglich, dass in solchem Falle die Strömung der positiven Elektrizität von der Erde zur Wolke hin stattgefunden hat. Diese Aufnahmen habe ich nicht vorgeführt, weil sie mir nichts Besonderes zu bieten schienen.

1) Precht, Himmel und Erde **7**, 177—185, 1895.

---

**O. Lummer (Berlin), Die planparallelen Platten als Interferenzspektroskop.**[1])

Fizeau muss als der Begründer der Interferenzspektroskopie angesehen werden, da er zuerst aus seinem berühmt gewordenen Versuch mit dem Newtonschen Farbenglase variabler Luftdicke auf die Zusammensetzung des benutzten Lichtes wichtige Schlüsse gezogen hat.

Den Newton-Fizeauschen „Kurven gleicher Dicke" haftet jedoch ein Fehler an, auf den Exner hingewiesen hat[1]), welcher bewirkt, dass diese Streifen bei einem genügend hohen Gangunterschiede verschwinden, auch wenn das benutzte Licht absolut homogen ist und beliebig lange interferenzfähig schwingt.

Frei von diesem störenden Fehler sind die an einer vollkommen planparallelen Platte auftretenden „Kurven gleicher Neigung", von denen ich zeigen konnte[2]), dass sie allein berufen sind, die Frage endgültig zu entscheiden, wie lange ein Ätherteilchen interferenzfähig schwingt. Ausserdem behandelte ich die „neutralen" Stellen, welche man bei Anwendung von Natriumlicht beobachtet, wenn man von senkrechter zu streifender Incidenz übergeht. Diese Erscheinung bildet das Analogon zu dem von Fizeau beobachteten Phänomen des periodischen Verschwindens und Wiedererscheinens der Newtonschen Ringe.

Erst A. A. Michelson[3]) hat die Interferenzspektroskopie zur Disziplin ausgebaut, indem er die Fizeausche Methode der variablen Luftschicht auf die Planparallelitätsringe übertrug und das Aussehen der Ringe bei kontinuierlich wachsender Dicke einer planparallelen Luftplatte studierte. In Übereinstimmung mit meiner Theorie steht die Thatsache, dass Michelson die Ringe an einer planparallelen Luftplatte von variabler Dicke noch bei Gangunterschieden von über 400 000 Wellenlängen beobachten konnte. Seine aus dem Verlauf und dem Aussehen der Ringe bei wachsendem Gangunterschied in Bezug auf die Zusammensetzung der benutzten sogenannten „homogenen" Lichtquellen gezogenen Schlüsse entbehren jedoch der sicheren Grundlage und zwingenden Kraft. Diese wurde der Michelsonschen Methode erst durch Perot und Fabry[4]) gegeben, welche auf Grund der Boulouchschen Theorie[5]) die planparallele Luftplatte zwischen versilberten, keilförmigen

1) Abteilung 2, 23. Septbr. 1901.

1) Siehe E. Verdet, „Vorlesungen über die Wellentheorie des Lichtes". Deutsche Bearbeitung von K. Exner. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1881, p. 72 ff.

2) O. Lummer, „Über eine neue Interferenzerscheinung an planparallelen Platten und eine Methode, die Planparallelität solcher Gläser zu prüfen". Inaug.-Diss. 1884. Wied. Ann. **23**, 49—84, 1884.

3) A. A. Michelson, Phil. Mag. (5) **31**, 338—346, 1891; **34**, 280—299, 1892 und Journ. de Phys. (3) **3**, 5—22, 1894.

4) A. Perot u. Ch. Fabry, Ann. de chim. et phys. (7) **12**, 459—501, 1897; Compt. rend. 1897, 1898, 1899 und 1900; Ann. de chim. et phys. (7) **16**, 1899 und Bulletin Astron. Janvier 1899; vgl. auch M. Hamy, Compt. rend. **125**, 1092—1094, 1827. Näheres siehe in Kaysers Handbuch der Spektroskopie, Band I, S. 482 ff. Siehe auch diese Zeitschrift **3**, 5, 1901.

5) A. Boulouch, Journ. de phys. . . . . . 1894.

Glasplatten herstellten und dadurch bei Vorhandensein zweier homogenen Wellen eine Verdoppelung der Ringe erzielten, wo bei Michelson ein vollkommenes Auslöschen der den beiden Wellen zukommenden Ringsysteme eintrat.

Das neuerdings von Michelson erdachte Stufenspektroskop [1]) bezweckt nach Art eines Gitters von grossem Abstand der Gitterstreifen ebenfalls eine direkt sichtbare Auflösung feinster Spektrallinien.

Veranlasst durch das Studium einer von mir neu beobachteten Interferenzerscheinung an planparallelen Luft- oder Glasplatten [2]), gelangte auch ich zu einer Lösung desselben Problems [3]), welche ich kurz schildern und experimentell vorführen möchte.

Theoretisches: Es seien zwei homogene Wellen gleicher Intensität in der benutzten Lichtquelle vorhanden, deren Längen wir mit $\lambda$ und $\lambda'$ [$<\lambda$] bezeichnen wollen. Dann findet „Dissonanz" der beiden Ringsysteme statt, d. h. es fallen die Minima des einen Systems zwischen diejenigen des anderen, falls

1) $$2p\frac{\lambda}{2} = (2p+1)\frac{\lambda'}{2}$$

gilt, wo $p$ den Gangunterschied der interferierenden Strahlen in ganzen Wellen $\lambda$ ausgedrückt, bedeutet. Für zwei Wellen vom Abstande der $D$-Linien ist $p = 491$; für zwei Wellen vom hundertsten Teile dieses Abstandes, welche sich also nur um $^1/_{100000}$ ihres Betrages voneinander unterscheiden, ist $p = 49100$ etc.

Um zu erfahren, wann zwei Wellen in Dissonanz treten, muss man also den Gangunterschied berechnen. Ist $n$ der Brechungsindex der Glasplatte, $d$ ihre Dicke und $i$ der Einfallswinkel der interferierenden Strahlen, so ist ihr Gangunterschied:

2) $$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

Für senkrechte Incidenz ($i = 0$) und $n = 1{,}5$ findet die erste Dissonanz für die $Na$-Linien schon bei einer Plattendicke von 0,095 mm, für die hundertmal engeren Linien erst bei 9,5 mm statt. Eine Platte von 9,5 mm Dicke zeigt übrigens gegen 6000 Ringe, wenn man von senkrechter zu streifender Incidenz übergeht, also für Natriumlicht eine grössere Anzahl von „Dissonanzstellen" oder „neutralen Stellen".

Je nach dem Intensitätsabfall vom Maximum zum Minimum im Ringsystem tritt nun an den Stellen der Dissonanz ein ganz verschiedenes Phänomen auf. Ist der Abfall ein sinusartiger, so löschen sich beide Systeme aus und wir erhalten eine „neutrale" Stelle. Ist der Abfall jedoch ein rapider, so verdoppeln sich die Ringe durch Übereinanderlagerung beider Systeme.

Laut der Airyschen Theorie der Farben dünner Blättchen verläuft die Intensität im Vereinigungspunkt aller der untereinander parallelen Strahlen, welche infolge vielfacher Reflexion aus dem einfallenden Strahl an einer planparallelen Platte entstehen, sinusartig, solange der Einfallswinkel so klein ist, dass das Fresnelsche Reflexionsvermögen nur einen geringen Betrag erreicht. Je grösser beide werden, um so steiler wird auch der Intensitätsabfall vom Maximum zum Minimum der Planparallelitätsringe. Wie schon Boulouch ganz richtig erkannt hat, lässt sich das hohe Reflexionsvermögen und damit dieser rapide Intensitätsabfall bei senkrechter Incidenz durch Versilberung erreichen, während er bei einer unbelegten Platte unter streifender Incidenz von selbst eintritt.

Will man das hohe Reflexionsvermögen durch Schrägstellung der Platte erreichen, so hat man ausserdem dafür zu sorgen, dass möglichst alle vielfachen Spiegelbilder auch zum Interferenzphänomen beitragen, d. h. man muss die Platte entsprechend ihrer Dicke genügend gross wählen, und zwar um so grösser, je streifender man die Strahlen einfallen lässt. Dies ist der von mir eingeschlagene Weg. Er leistet bei geeigneten Plattendimensionen in Bezug auf die Auflösungskraft mehr als der von Perot und Fabry gewählte Weg, die Plattenoberflächen zu versilbern und bei senkrechter Incidenz zu beobachten.

Da die Erscheinungen im reflektierten und durchgehenden Lichte zu einander komplementär sind, so ist der Intensitätsabfall in beiden Fällen derselbe. Dabei treten im reflektierten Lichte absolute Minima von grosser Schärfe, im durchgehenden Lichte dagegen absolute Maxima von prägnanter Definition auf. Eine einfache Überlegung oder Konstruktion lehrt nun, dass in Bezug auf die Auflösung die Erscheinung im durchgehenden Lichte bedeutend günstiger ist. [1]) Da hier schmale Maxima mit einem dunklen breiten Zwischenraum (Minima) abwechseln, so kann sich ausser der Hauptwelle auch eine relativ lichtschwache Welle (Trabant) bemerkbar machen, wenn sie gerade in Dissonanz mit der Hauptwelle ist und ihre wenn auch lichtschwächeren Maxima auf den Minimis der Hauptwelle entwickelt.

---

1) A. A. Michelson, Astroph. Journ. **8**, 36—47, 1898; Journ. de phys. (3) **8**, 305—324, 1899.

2) O. Lummer, „Komplementäre Interferenzerscheinungen im reflektierten Lichte". Berl. Akad. Ber. **24**, 504—513, 1900.

3) O. Lummer, „Eine neue Interferenzmethode zur Auflösung feinster Spektrallinien." Verhdlgn. d. D. Phys. Ges. **3**, 85—98, 1901.

1) O. Lummer, „Über ein neues Interferenzspektroskop". Arch. Neerl. ser. II, tome VI Jubiläumsband für Boscha 1901.

Anders im reflektierten Lichte. Hier erzeugt die Hauptwelle schmale Minima und breite Maxima. Auf diesen lagern sich also bei Dissonanz die Minima des Trabanten auf und kommen daher schon aus rein physiologischen Gründen fast gar nicht zur Geltung.

Experimentelle Anordnung: Die experimentelle Anordnung bei der von mir gewählten Interferenzmethode läuft auf die eines Spektralapparates hinaus, bei welchem zwischen Prisma und Fernrohrobjektiv die planparallele Glasplatte eingeschaltet ist. Als solche habe ich zur Verfügung eine 5,4 mm dicke Platte von 15 cm Durchmesser und eine 10 mm dicke Platte von 21 cm Durchmesser, welche beide in vorzüglicher Ausführung von Herrn Haecke in Berlin geliefert wurden. Hat man ohne Glasplatte das Spektrometer justiert, so sieht man bei Anwendung der Aronsschen Quecksilber-Bogenlampe[1]) und Benutzung nur eines Prismas im wesentlichen fünf farbige Spaltbilder. Sobald man aber die Glasplatte in den Strahlengang einfügt und unter Einschaltung eines engen Diaphragmas vor der Platte die Strahlen immer steiler und steiler einfallen lässt, so erscheinen die farbigen Spaltbilder durchzogen von vertikalen Interferenzstreifen. Da das Ringsystem mit der Wellenlänge variiert, so liegen die Maxima im violetten Spaltbild enger zusammen als im gelben. Bestünde aber jede Quecksilberlinie nur aus je einer Welle, so entwickelte sich auch in jedem einzelnen Spaltbild nur ein Streifensystem. Statt dessen sieht man aber im blauen deren zwei, im hellgrünen sogar deren vier bis fünf und im gelben Spaltbild eine noch grössere Anzahl von Ringsystemen.

Das gelbe Spaltbild ist bei genauerem Zusehen ein Doppelbild entsprechend den zwei gelben Quecksilberlinien, deren Abstand dreimal so gross ist wie derjenige der *D*-Linien. Die ihnen zukommenden Spaltbilder decken sich also bei breitem Spalte und Vorhandensein nur eines Prismas, während die Interferenzringe, welche den beiden Hauptwellen zukommen, beim Drehen der Platte bald in „Konsonanz", bald in „Dissonanz" miteinander treten. Trennt man die Spaltbilder durch Anwendung mehrerer Prismen, so erkennt man, dass jede der Linien wieder mehrere Trabanten besitzt.

Es sei erwähnt, dass Perot und Fabry nur je einen Trabanten bei jeder der beiden gelben *Hg*-Linien beobachtet haben, während ich je vier Trabanten deutlich zu erkennen vermochte.

Nur die dunkelgrüne Linie scheint von allen *Hg*-Linien ziemlich einfach zu sein.

Die hellblaue besitzt einen sehr lichtstarken Trabanten und eine Andeutung komplizierter Zusammensetzung; auch eine der beiden violetten Linien ist noch von einem Trabanten begleitet. (Es werden diese Resultate durch Demonstrationen erhärtet. Mit Okular sieht man schon bei Tageslicht bequem die fünf Spaltbilder mit ihren verschiedenartigen Ringsystemen. Ohne Okular bemerkt man die grosse Anzahl von Spiegelbildern, welche infolge der vielfachen Reflexion von der vor der Platte stehenden kleinen Öffnung entstehen.)

Planparallele Glasplatte variabler Dicke: Noch eine andere Methode möchte ich anführen, feinste Spektrallinien aufzulösen, welche in letzter Instanz auf eine Nachahmung der Perot- und Fabryschen Methode hinausläuft, nur dass ich statt der Luftplatte eine Glasplatte variabler Dicke anwende. Schneidet man einen Glaskeil mit ebenen Oberflächen senkrecht zur brechenden Kante in zwei Teile, legt diese umgekehrt aneinander, so bilden sie eine planparallele Glasplatte von variabler Dicke, wenigstens innerhalb gewisser Grenzen. Um die Reflexion der Berührungsflächen zu eliminieren, bringt man einen Tropfen Öl zwischen dieselben, welches zugleich die beiden auf einer ebenen Glasfläche gelagerten Keile aneinander innig haften lässt. Unter Anwendung einer genügend kleinen Blende zeigt diese Platte bei senkrechter Incidenz vollkommene Kreise, welche bei geeigneter Versilberung der Plattenoberflächen ebenfalls eine recht beträchtliche Schärfe und Definition annehmen.

Recht gut kann man mit einem solchen Doppelkeil das Spiel der Konsonanz und Dissonanz der beiden gelben *Hg*-Linien beobachten, wenn man die Keile gegeneinander bewegt.

Aber auch die hellgrüne *Hg*-Linie wird durch dieses Interferenzspektroskop aufgelöst und es entstehen zwei Ringsysteme, von denen das eine lichtstärker ist als das andere. Noch bei einer Dicke von 3 cm befindet sich ein Trabant der hellgrünen Linie mit ihr in Dissonanz. Dreht man den Doppelkeil auf dem Spektrometertischchen ein wenig, so dass die Strahlen geneigt zum Einfallslot verlaufen, so verschwindet das Ringcentrum und es bleiben nur Segmente der Kreise sichtbar. Dafür nehmen die Streifen an Schärfe zu und sie vertragen eine stärkere Vergrösserung.

Erreicht die Plattendicke eine solche Grösse, dass benachbarte Strahlen etwa 100000 Wellenlängen Gangunterschied erreichen, dann hat der erste gegenüber dem dritten Strahl schon einen solchen von 200000 Wellenlängen,

1) Ich wende die Quecksilberlampe in der von mir konstruierten Form an (siehe Vereinsblatt d. Deutsch. Ges. f. M. u. Opt. **12**, 93, 1896 und Zeitschr. f. Instrkde. 1901), bei der man längs des Bogens blickt, so dass die Lampe mit Wasserspülung versehen werden kann, ohne dass die am Glase herabrollenden Quecksilbertropfen stören.

gegenüber dem vierten einen solchen von 300 000 etc. Sollen also mindestens zehn Spiegelbilder mitwirken und die durch Airys Formel gegebene Intensitätsverteilung liefern, so muss die Lichtquelle so homogen sein, dass sie auch noch bei einer Million Wellenlängen Gangunterschied Interferenzringe liefern würde. Andernfalls erzeugen die Spiegelbilder höherer Ordnung höchstens eine allgemeine Helligkeit, auf welcher sich das Kreissystem eines absolut homogenen Trabanten nur undeutlich abhebt.

Schluss: Man wird also beim Interferenzspektroskop, und zwar ganz besonders bei der schräggestellten Platte von grosser Dimension aus dem Einfluss der vielfachen Spiegelbilder auf die Schärfe und Sichtbarkeit der Hauptlinien und der Trabanten auch einen Rückschluss auf die Homogenität der jeder Linie zugehörigen Welle und auf die Interferenzfähigkeit des Lichtes ziehen können.

Und wie ich durch Abblendung der beiden ersten Bilder im reflektierten Lichte zu einer neuen Komplementärerscheinung gelangte, welche der Interferenzerscheinung im durchgehenden Lichte ähnelt, so kann man durch geeignete Lichtschwächung mittels Nicolscher Prismen oder durch Abblendung gewisser Spiegelbilder ganz bestimmte Glieder der Airyschen Reihe willkürlicherweise verändern oder ganz unterdrücken und auf diese Weise die Erscheinung willkürlich modifizieren.

Sehr interessant ist der Einfluss der Polarisation des Lichtes auf die Auflösungskraft der Ringe bei nahe streifender Incidenz. Die Auflösung ist am grössten bei in der Einfallsebene polarisiertem Lichte und sinkt bei senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Lichte auf einen Betrag herab, der mit der Leistung bei ganz geringer Incidenz der Strahlen zu vergleichen ist. Der Grund liegt in dem verschiedenen Verlauf des Fresnelschen Reflexionskoeffizienten mit wachsender Incidenz für die beiden Arten des polarisierten Lichtes. Nur bei ganz streifender Incidenz erreicht der Reflexionskoeffizient für beide Lagen der Polarisationsebene nahe den gleichen Betrag. Hier ist also kaum ein Unterschied in der Deutlichkeit der Interferenzsysteme bei natürlichem und polarisiertem Lichte zu erwarten. Dagegen treten bei kleinerem Einfallswinkel der Strahlen (etwa $80^0$—$85^0$) die Systeme der Trabanten, z. B. in der hellgrünen *Hg*-Linie bei Anwendung von in der Einfallsebene polarisierten Lichtes, sehr deutlich auf, während sie bei natürlichem Lichte fast ganz verschwinden.

Es dürfte diese erst neuerdings erkannte Thatsache die Überlegenheit der schräggestellten Glasplatte grosser Dimension über die versilberte Luft- oder Glasplatte noch wesentlich erhöhen. Auch scheint mir meine Methode zur Untersuchung des Zeemanschen Phänomens besonders geeignet zu sein. Diesbezügliche Untersuchungen habe ich mit Herrn Dr. Gehrke begonnen, welcher mir auch schon bisher bei Beobachtung und Berechnung wesentliche Dienste geleistet hat, wofür ich ihm auch an dieser Stelle bestens danke.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

### Diskussion.

Planck (Berlin): Die Frage, wie lange ein Ätherteilchen gleichmässig schwingt, scheint mir nicht beantwortbar zu sein, ohne dass man weiss, aus welcher Quelle die Schwingung kommt. Ist die Quelle ganz homogen, so wird das Ätherteilchen eben beständig schwingen.

Lummer: Beides geht experimentell Hand in Hand und erst wenn man die Homogenität der Lichter studiert hat, wird man die Frage nach der Dauer interferenzfähiger Schwingung beantworten können.

Martens (Berlin): Vielleicht ist die Platte noch für einen praktischen Zweck anzuwenden. Wenn man eine Röhre mit zwei planparallelen Platten verschliesst und diese Platte hineinbringt, so dass man durchblickend schräg auf diese Platte blickt, so wird man, wenn die Röhre einmal mit Gas gefüllt und einmal leer ist, wohl die Brechungsexponenten sehr genau bestimmen können.

(Eingegangen 23. November 1901.)

# BESPRECHUNGEN.

**J. Classen, Untersuchungen über den durch Luxferprismenfester zu erreichenden Helligkeitsgewinn nach im physikalischen Staatslaboratorium zu Hamburg ausgeführten Beobachtungen.** 15 S. Mit 4 Figuren, 2 Tabellen und 3 Kurventafeln. 8⁰. Hamburg, Verlagsanstalt und Druckerei A.-G. (vormals J. F. Richter). 1901. M. 1.50.

Das kleine Büchlein giebt zunächst eine sehr klare, ausführliche Beschreibung der Wirkungsweise der Prismenfenster, die darin besteht, schräg von oben auf ein Fenster auffallende Lichtstrahlen in dem zu erleuchtenden Raume fast horizontal zu machen. Der Verfasser hat umfangreiche photometrische Messungen in einem grossen Holzkasten vorgenommen, in den das Licht durch Prismenfenster verschiedener Arten und unter verschiedenen Winkeln einfiel. Die Messungen ergeben bei Prismenfenstern einen beträchtlichen Helligkeitsgewinn,

so dass nach der Berechnung des Verfassers sonst dunkle Räume noch ein für viele Arbeiten ausreichend helles Licht erhalten können.

M. Reich.

(Eingegangen 20. Dezember 1901.)

## Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

**Bauschinger, Julius**, Tafeln zur theoretischen Astronomie. Mit 2 lithographischen Tafeln. gr. 8°. IV u. 148 S. 1901. Leipzig, Wilhelm Engelmann. Gebunden M. 12.—.

**Griffiths, E. H.**, The thermal measurement of energy. Lectures delivered at the philosophical hall, Leeds. Mit 19 Figuren. kl. 8°. VIII u. 135 S. 1901. Cambridge, University Press. Gebunden.

**Kopps, K.**, Geometrie zum Gebrauche an höheren Unterrichtsanstalten vollständig neu bearbeitet von Jos. Diekmann. 19. Auflage. (3. Auflage der neuen Bearbeitung.) Mit 176 Figuren, 8 Figurentafeln und zahlreichen Übungen und Aufgaben. I. Teil: Planimetrie. Ausgabe für Gymnasien. 8°. VI u. 208 S. 1902. Essen, G. D. Baedeker. Gebunden M. 2.40.

**Neumann, C.**, Über die Maxwell-Hertzsche Theorie. (Des XXVII. Bandes der Abhandlungen der math.-physischen Classe der Königl. Sächs. Gesellsch. der Wissenschaften No. II). Mit 3 Textfiguren. gr. 8°. 138 S. 1901. Leipzig, B. G. Teubner. M. 3.50.

**Noebels, J., A. Schluckebier, O. Jentsch**, Telegraphie und Telephonie. (Handbuch der Elektrotechnik herausgegeben von C. Heinke. Band XII). Mit 582 Abbildgn. gr. 8°. XVIII u. 793 S. 1901. Leipzig, S. Hirzel. Gebunden M. 30.—.

**Pernter, J. M.**, Meteorologische Optik. Mit zahlreichen Textfiguren. 1. Abschnitt. gr. 8°. VIII u. 54 S. 1902. Wien, Wilhelm Braumüller. M. 1.80.

## Briefkasten.

Die Nobel-Komitees der schwedischen Königl. Akademie der Wissenschaften bitten um Veröffentlichung folgender Bekanntmachung:

Da viele Personen bei den Nobel-Komitees der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Stockholm teils um Nobelpreise für Physik oder Chemie, teils um Unterstützungen sich beworben haben, so wird hierdurch mitgeteilt:

1. dass der § 7 der Statuten der Nobel-Stiftung vorschreibt: „Zur Preisbewerbung zugelassen werden nur diejenigen, die von zuständiger Person schriftlich vorgeschlagen sind. Etwaige persönliche Gesuche um Berücksichtigung bei der Verteilung der Preise werden nicht beachtet";

2. dass in den Sondersatzungen, betreffend die von der Königl. Akademie der Wissenschaften zu vergebenden Preise der Nobel-Stiftung u. s. w. zwar in § 20 Spezialfonds erwähnt werden, von denen Unterstützungen ausgeteilt werden können, „um zu den vom Testator beabsichtigten Zwecken solche Arbeiten auf dem Gebiete der Physik und der Chemie zu fördern, die in wissenschaftlicher und praktischer Beziehung bedeutungsvoll erscheinen," doch können diese Spezialfonds nicht zu stande kommen, bevor der Nobel-Preis für Physik oder Chemie in einem oder mehreren Jahren nicht vergeben worden ist, und können deshalb auch früher keine Unterstützungen ausgeteilt werden.

Stockholm, 26. Oktober 1901.

## Tagesereignisse.

Zum 300. Geburtstage Otto v. Guerickes, dem 20. November dieses Jahres, soll dem Erfinder der Luftpumpe in seiner Vaterstadt Magdeburg ein Denkmal gesetzt werden. Die städtischen Behörden haben einen Beitrag von 30000 M. zur Verfügung gestellt. Ein Ausschuss bittet, den Plan durch Spendung von Geldbeiträgen zu unterstützen.

Ein Denkmal für Joule soll in Gestalt eines Turmes im Sale-Park bei Manchester von den Städten Saleford und Manchester gemeinsam errichtet werden. James Prescott Joule wurde am Weihnachtstage 1818 in Saleford geboren und starb im Sale-Park, wo deshalb auch das Denkmal seinen Platz finden soll.

Für das kommende Jahr ist an der Technischen Hochschule in Wien die Errichtung einer ausserordentlichen Lehrkanzel für theoretische Maschinenlehre, einer dritten Lehrkanzel für Mathematik und eines Lehrstuhls für physikalische Chemie in Aussicht genommen. Ausserdem soll nach Fertigstellung des neuen elektrotechnischen Instituts eine zweite Lehrkanzel für Elektrotechnik errichtet werden. Die Fertigstellung und Benutzung des neuen elektrotechnischen Instituts soll zu Anfang des Studienjahres 1903/04 erfolgen.

## Personalien.

**(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)**

Der ordentliche Professor der kosmischen Physik an der Universität Innsbruck Dr. P. Czermak wurde zum ordentl. Professor der Experimentalphysik ebendort, der Konstrukteur an der deutschen Technischen Hochschule in Prag Ingenieur A. Schiebel, Privatdozent für Astronomie und Mathematik an der Universität Leipzig Dr. Felix Hausdorff, Privatdozent der Mathematik an der Universität Genf Faguart, Privatdozent der Chemie Dr. Rassow in Leipzig, Privatdozent der Physik Dr. L. Zehnder in München zu ausserordentlichen Professoren, der Honorarprofessor Dozent für Eisenbahnsignalwesen an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Ulbricht zum Geh. Baurate und Technischen Vortragenden Rate im Finanzministerium, der Privatdozent Tambor, Assistent am anorganisch-chemischen Laboratorium in Bern zum Tit.-Professor ernannt.

An der Technischen Hochschule zu Karlsruhe habilitierte sich Deyn-Hamburg für Mathematik, an der Universität Berlin Dr. Otto Ruff, Oberassistent in dem von Geh. Rat Fischer geleiteten ersten chemischen Institut für Chemie und Dr. O. Lummer, Professor an der Physikalisch technischen Reichsanstalt für Physik. Die Antrittsvorlesung des letzteren hatte das Thema: „Über die Ziele der Ökonomie in der Leuchttechnik".

Am 28. Dezember starb in Wien der ordentliche Professor der chemischen Technologie an der technischen Hochschule Hofrat Hugo Ritter v. Perger, 58 Jahre alt.

Den Privatdozenten Dr. Wolffenstein und Dr. Kühling an der Technischen Hochschule Berlin ist das Prädikat „Professor" verliehen worden.

Der ordentliche Professor der Chemie an der Universität Strassburg Fittig tritt mit dem Sommersemester in den Ruhestand.

Zum Direktor der Hamburger Sternwarte wurde vom Senate der dortige langjährige Observator Dr. R. Schorr gewählt. An zweiter Stelle war von der Oberschulbehörde Professor Ambronn-Göttingen vorgeschlagen.

Am 10. Dezember fand in Stockholm in Gegenwart des Kronprinzen und der königlichen Familie die Verteilung der vier grossen Nobel-Preise für Wissenschaft und Litteratur von je 208000 Francs statt. Sie wurden zuerkannt: für Medizin Professor Behring-Halle, für Chemie Professor van't Hoff-Berlin, für Physik Professor Röntgen-München, für Litteratur Sully Prudhomme-Paris.

Bei der Preisverteilung der Akademie der Wissenschaften zu Paris wurde die Lavoisier-Medaille für Verdienste um die Chemie in Berlin Professor Emil Fischer für seine Arbeiten und besonders für seine Untersuchungen über die Synthese der Zucker zuerkannt.

Professor Dr. Wilhelm Hittorf zu Münster blickt am 12. Januar auf eine 50jährige Thätigkeit als Professor zurück. Seit 1897 ist er Ritter des Ordens pour le mérite im Gebiete der Wissenschaften.

Dem ordentlichen Professor der Physik an der Universität zu Berlin Dr. Emil Warburg wurde der Charakter als Geh. Regierungsrat verliehen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.